DAS AKUSTISCHE VERHALTEN ÜBERSTRÖMTER ÖFFNUNGEN IN ABHÄNGIGKEIT VON DER WANDGRENZSCHICHT EINE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Jürgen Kompenhans
aus Eschwege

Göttingen 1976

DAS AKUSTISCHE VERHALTEN ÜBERSTRÖMTER ÖFFNUNGEN IN ABHÄNGIGKEIT VON DER WANDGRENZSCHICHT EINE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Jürgen Kompenhans
aus Eschwege

Göttingen 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7
Referent: Prof. M.R. Schroeder
Korreferent: Prof. E.A. Müller
Tag der mündl. Prüfung: 4.11.1976

Zusammenfassung

Der Reflexionsfaktor am Ende eines in eine überströmte Platte mündenden Rohres wurde als Funktion der Strouhalzahl, gebildet mit Strömungsgeschwindigkeit, Öffnungsradius und Schallfrequenz, bestimmt. Aus dem Reflexionsfaktor läßt sich die strömungsseitige Endkorrektur der Öffnung berechnen.

In Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit nimmt der Verlustanteil der Öffnungsimpedanz zu, der Massenanteil ab. Das Verhältnis zwischen der Verdrängungsdicke der Strömung über der Öffnung und dem Öffnungsradius erweist sich dabei als der wichtigste Parameter. Insbesondere der Realteil der Öffnungsimpedanz läßt sich bei kleinen Strouhalzahlen als Funktion dieses Verhältnisses darstellen: Mit dicker werdender Grenzschicht nimmt der Verlustanteil der Öffnungsimpedanz ab. Messungen des Gleichströmungswiderstandes der Öffnung bestätigen diesen Zusammenhang. Auch die Abnahme des Massenanteils der Impedanz wird weitgehend von der Strouhalzahl und der Grenzschichtdicke bestimmt.

Wird die Öffnungslänge dem Öffnungsradius vergleichbar, so treten zusätzliche Änderungen der Öffnungsimpedanz auf, die wahrscheinlich auf den Einfluß von Strömungsfluktuationen auf die innere Mündung der Öffnung zurückzuführen sind.

Unterschiedliche Bearbeitung der Öffnungsoberkante, z.B. Abrunden, verändert ebenfalls die Öffnungsimpedanz.

Zur Frage der Wechselwirkungen zwischen mehreren Öffnungen wurden auch zwei bzw. neun benachbarte Öffnungen untersucht.

Inhaltsübersicht

		Seite
Zusammenfassung		I
Liste der verwendeten Symbole		IV
1.	Einleitung	1
2.	Problemstellung und Meßprinzip	5
3.	Messung der akustischen Impedanz einer überströmten Öffnung	7
3.1.	Aufbau der Meßapparatur	7
3.1.1.	Windkanal	7
3.1.2.	Akustischer Teil der Meßapparatur	8
3.1.3.	Elektronischer Teil der Meßapparatur	1o
3.2.	Durchführung der Messung	11
3.3.	Auswertung	
3.3.1.	Schalldruckverlauf im Meßrohr	12
3.3.2.	Korrekturen an der Auswertung für den Schalldruckverlauf im Meßrohr	13
3.3.3.	Endkorrektur der untersuchten Öffnungen bei ruhender Luft	14
3.3.4.	Überprüfung der Auswertung bei ruhender Luft	17
4.	Messung des Scherschichtprofils über der Öffnung Aufbau der Meßapparatur, Durchführung der Messung und Auswertung	19
5.	Messung des Gleichströmungswiderstandes der überströmten Öffnung Aufbau der Meßapparatur, Durchführung der Messung und Auswertung	21

		Seite
6.	Meßergebnisse	24
6.1.	Normierung der akustischen Impedanz der Endkorrektur	24
6.2.	Meßanordnung A	27
6.2.1.	Realteil der Öffnungsimpedanz	28
6.2.2.	Imaginärteil der Öffnungsimpedanz	33
6.3.	Meßanordnung B	35
6.3.1.	Öffnungen verschiedener Länge	35
6.3.2.	Zwei benachbarte Öffnungen	37
6.3.3.	Neun benachbarte Öffnungen	38
6.3.4.	Öffnung mit abgerundeten Kanten	39
6.4.	Vergleich zwischen beiden Meßanordnungen	41
7.	Schlußfolgerung	43
7.1.	Meßergebnisse	43
7.2.	Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie	46
Danksagung		49
Literatur		5o
Anhang		
Verhältnis der Schalldrucke von hin- und rücklaufender Welle an den einzelnen Mikrofonen im Meßrohr		54
Tabelle, Abbildungen		58

Liste der verwendeten Symbole

a	Radius der Öffnung
b	Abstand der Öffnung vom Mittelpunkt des Meßrohres
c	Schallgeschwindigkeit ($c = 343{,}8$ m/s)
f	Frequenz
i	imaginäre Einheit
k	Wellenzahl ($k = \omega/c$)
l	Länge der Öffnung
l_{Ek}	Länge der Endkorrektur der Öffnung
l_{Ek_i}	Länge der inneren Endkorrektur der Öffnung
p	Schalldruck
r_{Ek}	Reflexionsfaktor in der Ebene der Oberkante der Öffnung
u	Strömungsgeschwindigkeit, Komponente in Richtung der Kanalströmung
v_G	Strömungsgeschwindigkeit durch die Öffnung
y	Wandabstand
A_{akust}	Steigung der Geraden für den Realteil der Öffnungsimpedanz im quasistationären Bereich $R/X_o = A_{akust} \cdot S^{-1} + B$
A_{stat}	normierter Gleichströmungswiderstand (Abschnitt 5)
H	Formparameter ($H = \delta^*/\vartheta$)
P	Druck
R	Realteil der Impedanz der Endkorrektur
R_G	durch Überströmung verursachter, zusätzlicher Gleichströmungswiderstand der Öffnung
R_R	Radius des Meßrohres
R_S	Gesamt-Gleichströmungswiderstand der Öffnung ($R_S = R_o + R_G$)
R_o	Gleichströmungswiderstand der Öffnung bei ruhender Luft
S	Strouhalzahl ($S = a\omega/U$)
S^{-1}	reziproke Strouhalzahl ($S^{-1} = U/a\omega$)
U	Strömungsgeschwindigkeit in Kanalmitte
W_{Ek}	mit X_o normierte Impedanz der Endkorrektur
X	Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur
X_o	Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur bei ruhender Luft ($X_o \approx 0{,}85\, a\rho\omega$)

Z_{Ek} Impedanz der Endkorrektur ($Z_{Ek} = R + iX$)

Z_{Rohr} Impedanz des unendlich langen Rohres

γ Gradient des normierten Grenzschichtprofils in Wandnähe (Abschnitt 4)

δ^* Verdrängungsdicke ($\delta^* = \int_{y=o}^{\infty} (1 - \frac{u}{U})\, dy$)

ϑ Impulsverlustdicke ($\vartheta = \int_{y=o}^{\infty} \frac{u}{U} (1 - \frac{u}{U})\, dy$)

ξ Öffnungsradius/eff. Öffnungsradius ($\xi = \sqrt{\sigma}$)

ρ Dichte des Mediums (bei Luft $\rho = 1{,}2o5\ kg/m^3$)

σ Querschnittsfläche der Öffnungen/Querschnittsfläche des Meßrohres

φ Phasenwinkel

Ψ Fok's Funktion (Abschnitt 3.3.3.)

ω Kreisfrequenz ($\omega = 2\pi f$)

1. Einleitung

Um die Schallausbreitung in Kanälen zu vermindern, werden üblicherweise die Kanalwände mit einem schallabsorbierenden Material ausgekleidet. Bei passender Wahl der akustischen Impedanz der Wandauskleidung läßt sich eine optimale Dämpfung erzielen. Dasselbe Verfahren wird auch bei durchströmten Kanälen angewendet. So sind z.B. im modernen Flugzeugbau die Konstrukteure bemüht, den Kompressorlärm bis zum Austritt aus dem Triebwerk so weit wie möglich zu verringern. Aus Gewichts- und Kostengründen bestehen die Absorber dann meistens aus dünnen Lochblechen, die in einem bestimmten Abstand vor der Kanalwand angebracht sind. Der Zwischenraum wird honigwabenartig unterteilt, um dort Schallausbreitung und Durchströmung zu verhindern. Die akustische Impedanz der Wand setzt sich also in diesem Fall aus der Impedanz des Hohlraumes und der der Öffnungen zusammen.

Es stellte sich nun heraus, daß die akustische Impedanz der Öffnungen stark von der tangentialen Überströmung abhängt. Dieser Effekt war bisher - hauptsächlich im Zusammenhang mit den Anwendungen im Triebwerksbau - Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen.

Zum besseren Verständnis ist es angebracht, sich zunächst das akustische Verhalten einer Öffnung bei ruhender Luft klarzumachen. Wichtig ist dabei die Tatsache, daß auch außerhalb der Mündung der Öffnung noch Luftteilchen mitschwingen, die einen zusätzlichen Beitrag zur akustischen Impedanz der Öffnung liefern und so eine größere effektive Länge der Öffnung bewirken (siehe z.B. [1] - [7]). Diese zusätzliche Länge wird Endkorrektur genannt. Experimentelle Untersuchungen ergaben, daß die Endkorrektur für den Reibungs- und den Massenanteil der Impedanz gleich sind [4], [6].

Bei großen Schalldrucken bzw. Schallschnellen durch die Öffnung, wie sie in der Praxis oft vorkommen, wird die Öffnung nichtlinear, d.h. es besteht kein linearer Zusammenhang mehr zwischen Schalldruck und Schallschnelle [4], [7] - [1o]. Dasselbe gilt auch für perforierte Platten [11].

Wird der Schallschnelle eine Gleichströmung überlagert, so werden die Verhältnisse komplizierter. Bei Durchströmung der Öffnung nimmt der Widerstand der Öffnung mit der Durchströmungsgeschwindigkeit zu, der Massenanteil ab [1o], [12].

Bei tangentialer Überströmung der Öffnung wird ebenfalls eine Zunahme des Realteiles und eine Abnahme des Imaginärteiles der Impedanz einer einzelnen Öffnung [14], [15] beobachtet. Ähnliches Verhalten zeigen auch verschiedene Wandauskleidungen [12], [13], [16].

Die Messung der akustischen Impedanz von Öffnungen bei Strömungsüberlagerung bereitet erhebliche experimentelle Schwierigkeiten, da die akustischen Größen wie Schalldruck und Schallschnelle sehr genau nach Betrag und Phase bekannt sein müssen. Es wurden daher zur Impedanzmessung bereits eine Reihe von Meßverfahren erprobt, von denen die wichtigsten in [16] beschrieben sind.

Einige der oben zitierten Autoren messen, um einen Überblick über das akustische Verhalten einer Öffnung bei Durch- oder Überströmung zu erhalten, zunächst den Gleichströmungswiderstand der Öffnung (d.h. bei Frequenz $\omega = 0$). Genauere Untersuchungen des Verhaltens von Öffnungen bei Überströmung ergaben, daß je nach Richtung der Durchströmung der Gleichströmungswiderstand der Öffnung unterschiedlich sein kann [17], [18]. Die Ursache dafür ist darin zu sehen, daß sich auf der einen Seite der Öffnung die Kanalströmung mit ihrer Wandgrenzschicht befindet, auf der anderen Seite aber nahezu ruhende Luft.

Die verschiedenen, bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse reichen noch nicht aus, um die Wechselwirkung zwischen Schall und Strömung über und in der Öffnung theoretisch richtig beschreiben zu können. Deshalb wurden verschiedene Versuche unternommen, die Strömungsvorgänge in der Öffnung sichtbar zu machen, so z.B. für den nichtlinearen Fall schon vor über 25 Jahren [4], [8]. In jüngster Zeit wurden zwei Modellexperimente durchgeführt, bei denen in einem Wasserkanal die Strömung über der Öffnung und im Öffnungshals mit Hilfe von farbiger Tinte beobachtet werden konnte [19], [2o]. Bei [19] ist zu sehen, wie stark sich die Strömung in der Öffnung zwischen Ein- und Ausströmvorgang ändert. Zunächst bildet sich an der Hinterkante der Öffnung ein Bereich, in dem Medium in die Öffnung hineinströmt. Der von der Vorderkante der Öffnung stammende Farbfaden taucht in den Öffnungshals hinein und kann sich dort zu Wirbeln aufrollen. Beim Ausströmen wird die Scherschicht dann an der Hinterkante deckelartig angehoben.

Im anderen Modellexperiment [2o] war das Verhältnis von Schnelle durch die Öffnung zur Überströmungsgeschwindigkeit kleiner. Man erkennt auf den Bildern deutlich die mit dem Laufweg anwachsende wellenförmige Bewegung der Scherschicht über der Öffnung. Diese Auslenkung wird der Scherschicht an der Vorderkante der Öffnung durch den Schalldruckgradienten aufgeprägt. An der Hinterkante der Öffnung strömt - je nach Auslenkung der Scherschicht - Medium in die Öffnung hinein oder heraus.

Die in der zuletzt erwähnten Untersuchung gemachten Aussagen zu den Bewegungsabläufen der Scherschicht über der Öffnung stimmen im wesentlichen mit den Annahmen überein, die Ronneberger [14] für sein Modell zur Theorie der akustischen Impedanz überströmter Öffnungen gemacht hat. Andere Autoren wie z.B. Mungur [21] gehen von der Vorstellung aus, daß sich ein

Wirbel in der Öffnung dreht und so die Impedanz beeinflußt. Rice [22] nimmt an, daß der Öffnung durch die Überströmung eine zusätzliche turbulente Schnelle aufgeprägt wird, die dann zu denselben Effekten wie eine Durchströmung führt.

Ein anderer möglicher theoretischer Ansatz ist, die für die Schallausbreitung im Rohr bei ruhender Luft hergeleiteten Beziehungen von Crandall [23] oder Tijdeman [24] für den nichtlinearen Fall zu erweitern (z.B. Hersh und Rogers [25]). Als nächster Schritt muß dann noch die Überströmung eingeführt werden; dabei wurden allerdings in [26] die Strömungsvorgänge über der Öffnung stark vereinfacht.

Für den Fall gleichförmiger Durchströmung der Öffnung ziehen Rogers und Hersh [18] ein Modell mit deckelartiger Bewegung der Scherschicht über der Öffnung zum Vergleich mit ihren experimentellen Ergebnissen heran.

Daneben gibt es noch Arbeiten wie die von Möhring [27], in der die Ablösung einer dünnen Wirbelschicht von einer Plattenkante studiert wird. Vergleiche mit Messungen sind aber schwierig, da die dort eingehenden Parameter Messungen nicht ohne weiteres zugänglich sind.

Hat man nicht nur die eingangs erwähnte Verwendung von perforierten Platten als Absorber in durchströmten Kanälen im Sinn, sondern ist auch daran interessiert, die physikalischen Vorgänge in der Öffnung besser zu verstehen, so muß man sich zunächst bemühen, die verschiedenen, oben erwähnten Effekte auseinanderzuhalten, auch wenn sie in der Praxis meistens miteinander verknüpft auftreten.

In der hier vorliegenden Untersuchung soll nur der Fall der überströmten Öffnung behandelt werden. Die durch Nichtlinearität oder Durchströmung hervorgerufenen Effekte spielen bei

diesen Messungen keine Rolle. Um die gestellte Aufgabe weiter zu vereinfachen, wird zunächst nur eine einzelne Öffnung betrachtet. Diese Ergebnisse werden aber später mit denen von zwei bzw. neun Öffnungen in einer Platte verglichen. Mit einer möglichst genauen Messung der akustischen Impedanz von Öffnungen bei verschiedenen Überströmungen (laminare - turbulente, dicke - dünne Grenzschicht) und gleichzeitiger Bestimmung aller eventuell relevanten akustischen und strömungsphysikalischen Parameter soll versucht werden, Zusammenhänge zwischen all diesen Größen zu finden.

2. Problemstellung und Meßprinzip

Die akustische Impedanz einer Öffnung ergibt sich aus dem Verhältnis von Schalldruckdifferenz zwischen beiden Seiten der Öffnung zu Schallschnelle durch die Öffnung. Druck und Schnelle sind dabei nach Betrag und Phase zu messen.

Die Impedanz der Öffnung besteht im wesentlichen aus einem Massenanteil, der auf die im Hals der Öffnung und in der Nähe der Öffnung mitschwingenden Luftteilchen zurückzuführen ist. Die Verluste durch Reibung in der Öffnung sind demgegenüber klein. Durch die auf einer Seite außerhalb des Öffnungshalses mitbewegten Teilchen vergrößert sich die effektive Länge um l_{EK} = o,85 a (a = Radius der Öffnung) gegenüber der geometrischen Länge der Öffnung.

Wird die Öffnung überströmt, so ändert sich die kanalseitige Endkorrektur. Beispielsweise wächst der Realteil der Impedanz (d.h. die Verluste) mit der Strömungsgeschwindigkeit an, der Imaginärteil nimmt ab. Aus den visuellen Beobachtungen im Wasserkanal kann man erkennen, daß die Wechselwirkungsmechanismen zwischen Schall und Strömung über der Öffnung sehr kompliziert sind. Es gibt bis jetzt noch keine Theorie, die diese Vorgänge

so vollständig beschreibt, daß ein quantitativer Vergleich mit den Messungen möglich wäre. Welcher der Strömungsparameter wie z.B. Mittengeschwindigkeit, Grenzschichtdicke, Form des Grenzschichtprofils oder welche Kombination von ihnen die Öffnungsimpedanz bestimmen, läßt sich nicht von vornherein sagen. Die Konsequenz daraus ist, daß zu den akustischen Messungen auch die Strömungsparameter so weit wie möglich bestimmt werden müssen. Da nur die Strömung in Wandnähe einen Einfluß auf die Änderung der Endkorrektur haben kann, wurde das zu jeder Impedanzmessung gehörende Scherschichtprofil über der Öffnung ausgemessen, in der Annahme, daß darin alle für die Änderung der Impedanz wesentlichen Parameter enthalten sind.

Im Experiment lassen sich aber die Eigenschaften der wandnahen Strömung nicht so leicht variieren wie die akustischen Parameter (Frequenz oder Schalldruck). So ergibt sich z.B. Form und Dicke des Grenzschichtprofils im Fall des hier verwendeten geschlossenen Kanals auch aus dem Aufbau des Kanals und den Einbauten im Kanal. Durch Verändern der Länge einer in Kanalmitte angebrachten, angeströmten Platte kann jedoch über den Laufweg der Grenzschicht auf der Platte die Grenzschichtdicke ungefähr eingestellt werden.

Um die bei Überströmung der Öffnung auftretenden Änderungen der Endkorrektur noch feststellen zu können, müssen Schalldruck und Schallschnelle sehr genau nach Betrag und Phase gemessen werden. Beiden Signalen sind aber, je nach Versuchsbedingungen, zum Teil sehr starke Druck- bzw. Geschwindigkeitsschwankungen überlagert. Diese Störungen der zu messenden Größen sollen natürlich möglichst klein sein. Man wird daher als erstes versuchen, ohne die Messung der Schallschnelle auszukommen, da bei der Schnelle das Verhältnis von Schnelleamplitude zu turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen wesentlich ungünstiger ist als beim Druck das Verhältnis von Schalldruck

zu turbulenten Druckschwankungen. Wenn auf die Messung der Schallschnelle verzichtet wird, muß der Schalldruckgradient bzw. der Schalldruck an verschiedenen Stellen einer akustischen Leitung bekannter Impedanz bestimmt werden. Letzteres kann dadurch erreicht werden, daß in einem Rohr an verschiedenen Stellen Mikrofone angebracht werden. Aus der dort gemessenen komplexen Schalldruckamplitude (d.h. nach Betrag und Phase) wird dann der Reflexionsfaktor am Ende des Rohres berechnet. Da das in die angeströmte Platte mündende Rohr die eigentliche Öffnung bildet, kann man aus dem Reflexionsfaktor in der Ebene der Öffnungskante sofort die akustische Impedanz der Endkorrektur der Öffnung berechnen. Mit dieser Anordnung ist es dann im Gegensatz zu dem in [14], [15] verwendeten Meßverfahren möglich, auch bei großen Störungen des Schalldruckes, wie sie in turbulenten Strömungen vorkommen, zu messen.

Für die genaue Messung des Schalldruckes nach Betrag und Phase ist eine Eichung der Mikrofone erforderlich. Zu diesem Zweck wird das Rohr nacheinander von beiden Seiten beschallt. Wenn man dann das Verhältnis der am jeweiligen Ort gemessenen Schalldrucke bildet, fallen die komplexen Eichfaktoren der Mikrofone heraus. In die weitere Auswertung gehen dann nur noch diese Schalldruckverhältnisse ein.

3. Messung der akustischen Impedanz einer überströmten Öffnung

3.1. Aufbau der Meßapparatur

3.1.1. Windkanal

Die Untersuchungen wurden in einem Windkanal durchgeführt, bei dem die Luft aus dem Labor über eine Beruhigungsstrecke mit Gleichrichtern und Lochsieben und über eine Kontraktionsstrecke (Kontraktionsverhältnis 25:1) in den Meßkanal (Quer-

schnitt 1o x 1o cm^2) gesaugt wird (Abb. 1). Zwischen Meßstrecke und Sauggebläse befindet sich ein Schalldämpfer. Anschließend wird die Luft ins Freie geblasen. Mit dieser Anordnung wird vermieden, daß die Erwärmung der Luft im Gebläse zu Änderungen der Lufttemperatur in der Meßstrecke führt. Dabei muß allerdings in Kauf genommen werden, daß im Kanal Unterdruck gegenüber der Umgebung herrscht. Es ist also besonders auf die Dichtigkeit der Einbauten (Meßrohr) im Kanal zu achten.

Auf der Oberseite ist der Kanal mit einer Platte abgedeckt, auf der sich ein in Längsrichtung verschiebbarer Support für Hitzdrahtmessungen (Grenzschichtprofil) befindet. Stromauf vor dem Impedanzmeßrohr lassen sich in Kanalmitte Platten unterschiedlicher Länge (von 5,5 cm bis 65,5 cm) anbringen. Stromab der Öffnung befindet sich eine Nachlaufplatte von 3o cm Länge. Als Abschluß folgt ein schwenkbarer Flügel. Durch Verändern der Flügelstellung kann die Differenz der Strömungswiderstände der beiden Teilkanäle über und unter der Platte ausgeglichen und eine schräge Anströmung der Plattenvorderkante vermieden werden. Bei optimaler Einstellung läßt sich ein Turbulenzgrad der Kanalströmung von o,5 Prozent erreichen. Es besteht aber auch die Möglichkeit, mit dem Flügel eine stark turbulente Strömung über der Öffnung zu erzwingen.

3.1.2. Akustischer Teil der Meßapparatur

Die eigentliche Apparatur zur Messung der Öffnungsimpedanz besteht aus einem 11o mm langen Rohr (Meßrohr A, Durchmesser 4 mm), das in die in Kanalmitte befindliche Platte mündet und so die Öffnung bildet (Abb. 2). Im Rohr sind in Abständen von 1o mm je eine dünne Bohrung (Durchmesser o,5 mm) angebracht. Die Bohrungen sind statistisch über den Rohrumfang verteilt, damit sich eventuell vorhandene höhere Moden des

Schallfeldes bei der Messung herausmitteln. (Dieser Gesichtspunkt ist besonders bei Meßrohr B wegen des Querschnittssprungs zu beachten.) Direkt hinter jeder Bohrung befindet sich ein Kondensatormikrofon vom Sell-Typ (Durchmesser 11 mm). Beim Bau der Mikrofone wurden die in [28] gewonnenen Erkenntnisse berücksichtigt. Die Mikrofone sind gegenüber dem Außenraum abgedichtet, um eine Durchströmung des Rohres zu verhindern. Am unteren Ende des Rohres befindet sich ein Strömungswiderstand. Abgeschlossen wird das Rohr durch einen 35 Watt-Druckkammerlautsprecher. Die Beschallung des Rohres von der Kanalseite her erfolgte zunächst durch einen in der Kanalwand angebrachten Lautsprecher. Dazu waren allerdings im Kanal so hohe Schalldruckamplituden nötig, daß in der mit dem Impedanzmeßrohr starr verbundenen angeströmten Platte Körperschall angeregt wurde. Um diese Fehlerquelle auszuschließen, wurde über dem Meßrohr ein Lautsprecher mit einem kurzen Ansatzrohr angebracht (Abb. 1). Zur Eichmessung wird der Lautsprecher dann direkt auf die Öffnung aufgesetzt. Durch ein kleines Loch im Ansatzrohr wird für den Ausgleich des statischen Druckes zwischen Kanal und Meßrohr gesorgt.

Für den zweiten Teil der Untersuchungen wurde eine leicht abgewandelte Apparatur (Meßrohr B, Abb. 2) verwendet. Das Meßrohr hat jetzt einen Durchmesser von 2o mm. Auf der Oberseite lassen sich auswechselbare Scheiben mit der jeweils zu untersuchenden Öffnung einsetzen. Auf diese Weise können relativ einfach Öffnungen verschiedener Dicke, verschiedener Kantenabrundung oder mehrere Öffnungen nebeneinander realisiert werden. Einen Überblick über die untersuchten Öffnungen gibt Tabelle 1.

3.1.3. Elektronischer Teil der Meßapparatur

Nachdem sich bei den ersten Messungen herausgestellt hatte, daß mit zwei bzw.vier Mikrofonen der Schalldruckverlauf im Rohr im Hinblick auf die spätere Auswertung nicht genau genug abgetastet werden konnte, wurde die in [28] zur sehr genauen Messung der Schalldämpfung in Rohren entwickelte Elektronik benutzt. Das Hauptproblem lag in beiden Fällen darin, ein durch die Strömung stark verrauschtes Schalldrucksignal nach Betrag und Phase zu messen. Dies läßt sich am besten mit phasenempfindlichen Gleichrichtern erreichen, die die 0^{o} und $9o^{o}$ Komponente der Signale herausfiltern. Um eine schnelle Registrierung aller 1o Schalldrucke zu ermöglichen, war für jedes Mikrofon ein eigener phasenempfindlicher Gleichrichter notwendig.

Zur Vermeidung von Phasenfehlern zwischen den Referenzspannungen für die phasenempfindliche Gleichrichtung werden alle elektrischen Signale von einem gemeinsamen, digital einstellbaren Frequenzgenerator bezogen (Abb. 3). Der Frequenzgenerator wird bei der 24-fachen Meßfrequenz betrieben und steuert in einem digitalen Sinusgenerator ein 12 bit Schieberegister, dessen Ausgang invertiert auf den Eingang zurückgekoppelt wird. Ist das Schieberegister z.B. zu Beginn vollständig gelöscht, so läuft in ihm mit der Meßfrequenz ein Rechteckimpuls mit einer Länge entsprechend 24 Taktzeiten um. Über eine geeignet bemessene Widerstandsmatrix, die aus den Anzapfungen des Schieberegisters gespeist wird, läßt sich daraus ein stufenförmiges Sinussignal zusammensetzen.

Der Vorteil dieses Verfahrens zeigt sich, wenn man ein gegenüber dem ersten Signal phasenverschobenes Signal herstellen will. In einem zweiten Schieberegister läuft dann ein weiteres Rechtecksignal um, das gegenüber dem ersten um ein oder mehrere Taktzeiten verschoben werden kann. So erhält man ein Sinussignal, das, frequenzunabhängig, gegenüber dem ersten

exakt um Vielfache von 15^{o} phasenverschoben ist (12 Taktzeiten entsprechen 180^{o}).

Die in den stufenförmigen Sinussignalen enthaltenen höheren harmonischen Anteile werden mit einem Terzfilter herausgefiltert. Anschließend wird das 0^{o}-Signal über einen Kraftverstärker wechselweise den beiden Lautsprechern zugeführt. Die Referenzsignale von 0^{o} und 90^{o} für die phasenempfindlichen Gleichrichter werden in Form von zwei phasenverschobenen Rechtekken ebenfalls aus dem digitalen Sinusgenerator abgeleitet. Nach der phasenempfindlichen Gleichrichtung werden die der 0^{o} und der 90^{o} Komponente der Schalldrucksignale entsprechenden Gleichspannungen innerhalb von 0,5 Sekunden über einen Multiplexer einem A/D-Wandler zugeführt und auf Magnetband gespeichert.

Der große Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß alle Signale von einem gemeinsamen Steuersignal hergeleitet werden. Die Referenzspannungen, sowie die phasenverschobenen Signale für die später beschriebene Eichung werden digital und daher mit großer Genauigkeit hergestellt. Insbesondere ändern sich die Phasenbeziehungen der Referenzsignale untereinander nicht mit der Frequenz.

3.2. Durchführung der Messung

Obwohl die verwendeten phasenempfindlichen Gleichrichter nicht sehr aufwendig gebaut sind, liefern sie recht genau den Real- und Imaginärteil der komplexen Amplitude des Eingangssignals. Um die Phasenbeziehungen zwischen den Drucksignalen noch genauer messen zu können, wurden die phasenempfindlichen Gleichrichter wie in [28] zusätzlich geeicht. Zu Beginn jeder Meßreihe wird ein Signal konstanter Amplitude, das nacheinan-

der in Schritten von 15^{o} gegenüber dem Referenzsignal verschoben wird, auf die phasenempfindlichen Gleichrichter gegeben. Aus den Ausgangsspannungen wird dann für jeden Kanal ein Korrekturvektor berechnet. Es zeigt sich, daß sich dieser Korrekturvektor linear mit der Frequenz ändert, d.h. die Eichung braucht nur bei der niedrigsten und der höchsten Frequenz einer jeden Meßreihe durchgeführt zu werden. Dazwischen wird interpoliert.

Die eigentliche Messung geht so vor sich, daß das Rohr zunächst vom Lautsprecher 1 aus beschallt wird (Abb. 3). Von jeder 0^{o}- bzw. 90^{o}-Komponente der 10 Kanäle der phasenempfindlichen Gleichrichter werden je 32 Abtastwerte auf Magnetband gespeichert. Je nach Größe der turbulenten Druckschwankungen wird diese Messung in kurzen Abständen bis zu 25mal wiederholt, um eine gute zeitliche Mittelung zu erhalten. (Hier ist natürlich die schnelle Registrierung einer großen Zahl von Daten, die durch die Speicherung auf Band möglich ist, von Vorteil.) Anschließend wird der Lautsprecher 2 mit dem Ansatzrohr auf die Öffnung gesetzt und der Meßvorgang wiederholt.

Nachteilig bei diesem Meßverfahren ist allerdings, daß Messung und Auswertung völlig getrennt sind. Während der Messung kann nicht überprüft werden, ob die Meßergebnisse sinnvoll sind. Ein anderer Nachteil ist die Abhängigkeit von der zur weiteren Auswertung erforderlichen EDV-Anlage.

3.3. Auswertung

3.3.1. Schalldruckverlauf im Meßrohr

Der an den einzelnen Mikrofonen gemessene Schalldruck wird zunächst gemittelt und dann bezüglich der Fehler der phasenempfindlichen Gleichrichter korrigiert. Die Eichfaktoren der Mikrofone werden dadurch eliminiert, daß die je 10 komplexen

Schalldrucke für Beschallung des Rohres von innen und von außen jeweils durcheinander dividiert werden. Damit liegt an jedem Mikrofonort ein Schalldruckverhältnis vor.

Die von außen eingestrahlte Schallwelle wird am Strömungswiderstand am unteren Ende des Rohres reflektiert, die vom Lautsprecher 1 kommende Schallwelle an den außerhalb des Rohres mitschwingenden Luftteilchen (Endkorrektur). Genaueres darüber findet sich im Anhang. Durch Anpassung an die gemessenen Schalldruckverhältnisse können die (unbekannten) Reflexionsfaktoren an den beiden Enden des Meßrohres sehr genau ermittelt werden.

Um die Impedanz der Endkorrektur auszurechnen, wird bei der folgenden Auswertung stets der in der Ebene der Öffnungsoberkante bestimmte Reflexionsfaktor benutzt. Das hat zur Folge, daß bei Überströmung so getan wird, als ob die Schallausbreitung im Rohr bis zur Öffnungskante ungestört bleibt. Alle von der Strömung herrührenden Änderungen stecken dann in der Impedanz der Endkorrektur. Hierauf wird in Abschnitt 6.3.1. noch näher eingegangen.

Die Ausgleichsrechnung, wie sie in [28] für die Bestimmung der Schalldämpfung in Rohren entwickelt wurde, wird für die hier vorliegenden Verhältnisse übernommen. Für die theoretische Schallausbreitung im Rohr (Wellenzahl und Impedanz) werden die Ergebnisse aus [24] benutzt und für die numerische Berechnung entsprechend entwickelt.

3.3.2. Korrekturen an der Auswertung für den Schalldruckverlauf im Meßrohr

Bei Überprüfung der ersten bei ruhender Luft gewonnenen Meßergebnisse stellte sich heraus, daß die Reflexionen der im

Rohr laufenden Schallwelle an den Mikrofonen nicht außer acht gelassen werden dürfen. Obwohl der Reflexionsfaktor an einem Mikrofon im Meßrohr A z.B. bei 1ooo Hz nur $|r| \approx 4 \cdot 1o^{-3}$ beträgt, summieren sich die einzelnen Anteile zu einer nicht vernachlässigbaren Veränderung des Reflexionsfaktors r_{Ek} auf. Nachdem eine einfache Berechnung der Impedanz der Druckanbohrung vor den Mikrofonen mit Hilfe des Wandleitwertes für die Zähigkeits- und Wärmeleitungswelle nach Cremer [29] die Abweichungen zwischen gemessenem und theoretisch zu erwartenden Reflexionsfaktor r_{Ek} nicht vollständig beseitigen konnte, wurde die Impedanz der Mikrofone analog zu [28] berechnet. Dort wird aus den Schallfeldern vor der Mikrofonmembran und in der Druckanbohrung der Reflexionsfaktor für die Mikrofone hergeleitet. Die mit diesem Reflexionsfaktor gewonnenen, für den Einfluß der Mikrofone auf das Schallfeld im Rohr korrigierten Formeln sind im Anhang angegeben.

3.3.3. Endkorrektur der untersuchten Öffnungen bei ruhender Luft

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist zur Berücksichtigung der in Öffnungsnähe mitschwingenden Luftteilchen eine Vergrößerung der tatsächlichen Länge des Rohres um $l_{Ek} = o{,}85\ a$ notwendig. Bei Meßrohr B, bei dem das Rohr von 2o mm Durchmesser durch die Scheibe mit der eigentlichen Öffnung abgeschlossen wird, liegen die Verhältnisse etwas anders. Um ohne größere Änderungen die für Meßanordnung A erstellten Auswerteprogramme übernehmen zu können, wurde der Reflexionsfaktor wieder in der Abschlußebene des Impedanzmeßrohres bestimmt. Bei der Berechnung der äußeren Endkorrektur ist nun aber noch die Impedanz des Öffnungshalses und die Impedanz der inneren Endkorrektur zu berücksichtigen.

Die innere Endkorrektur hängt nach Ingard vom Verhältnis Öffnungsdurchmesser zu Rohrdurchmesser [7] und von der Entfernung

zwischen Öffnung und Rückwand des Rohres ab [1]. Bei Meßrohr B war die Rückwand (d.i. der Strömungswiderstand) allerdings soweit von der Öffnung entfernt, daß ihr Einfluß vernachlässigt werden kann. Für die innere Endkorrektur erhält man dann:

$$l_{Ek_i} = 0{,}85\ a\ (1 - 1{,}25\ \frac{a}{R_R}) \quad \text{für } \frac{a}{R_R} < 0{,}4$$

d.h.

$$l_{Ek_i} = 0{,}64\ a \qquad \text{für } \frac{a}{R_R} = 0{,}2$$

(R_R ist der Radius des Meßrohres.)

Die Impedanz des Öffnungshalses wird mit Hilfe der bekannten Formeln für die Impedanz eines kurzen, offenen Rohres berechnet.

Ingard [7] untersucht auch den Fall zweier runder, exzentrisch gelegener Öffnungen in einem Rohr (siehe Tabelle 1, Öffnung 4). Hier überlagern sich zwei Effekte: zum einen ändert sich die Endkorrektur dadurch, daß die Öffnungen nicht mehr auf der Achse des Rohres sondern exzentrisch dazu liegen, zum anderen beeinflussen sich beide Öffnungen wechselseitig. Bei Öffnung 4 ergibt sich ein Verhältnis von $\frac{b}{R_R} = 0{,}4$ (b: Abstand der Öffnung vom Mittelpunkt des Rohres). Aus Ingards Abbildungen wird durch Interpolation entnommen, daß sich für $\frac{a}{R_R} = 0{,}2$ und $\frac{b}{R_R} = 0{,}4$ ein

$$l_{Ek_i} = 0{,}35\ a$$

ergibt. Der Wechselwirkungsanteil ist bei der hier getroffenen Wahl von $\frac{b}{R_R} = 0{,}4$ gleich Null.

Für den Fall, daß die Zahl der Öffnungen größer als zwei wird (perforierte Platte), läßt sich nach Fok [3o] die Abnahme der inneren Endkorrektur berechnen. Er gibt folgende Funktion an:

$$\Psi = (1 + a_1 \xi + a_2 \xi^2 + \ldots)^{-1}$$

mit:

a_1	= - 1,4o925	a_7	= o,o3o15
a_2	= o	a_8	= - o,o1641
a_3	= o,33818	a_9	= o,o1729
a_4	= o	a_{1o}	= - o,o1248
a_5	= o,o6793	a_{11}	= o,o12o5
a_6	= - o,o2287	a_{12}	= - o,oo985

Dabei ist $\xi = \sqrt{\sigma} = \frac{a}{a_{eff}}$, wobei $a_{eff} = \sqrt{\frac{S_n}{\pi}}$ ist.

S_n ist die auf jede der n Öffnungen entfallende Fläche der perforierten Platte. σ ist das Verhältnis der Fläche aller Öffnungen zur Gesamtfläche und wird auch Porosität genannt. Für die Endkorrektur gilt:

$$l_{Ek_i} = \frac{o,85\ a}{\Psi} .$$

Für ξ = o ist Ψ = 1 und damit wieder l_{Ek_i} = o,85 a.
Für ξ = 1 geht Ψ gegen Unendlich und damit ist l_{Ek_i} = o.
Im Grenzfall vieler, eng benachbarter Öffnungen verschwindet also der Beitrag der Einzelöffnungen, als Endkorrektur muß dann die des weiten Rohres genommen werden.

(Es ist zu beachten, daß in den Abbildungen in [3o] und [11] die Funktion Ψ richtig eingezeichnet ist, bei der Formel aber der Kehrwert von Ψ angegeben wurde.)

Für die Öffnung 5 (9 Öffnungen) gilt somit

$$\Psi(o,6) = 4,32$$

und

$$l_{Ek_i} = o,2o\ a.$$

3.3.4. Überprüfung der Auswertung bei ruhender Luft

Mit den im letzten Abschnitt zusammengestellten Formeln für die Endkorrektur der Öffnung läßt sich nun auch der theoretisch zu erwartende Reflexionsfaktor in der oberen Abschlußebene des Impedanzmeßrohres berechnen.

Zum Beispiel ergibt sich für die Meßanordnung A (fast schallweicher Abschluß des Rohres) ein Reflexionsfaktor von:

$$r_{Ek} = \frac{Z_{Ek} - Z_{Rohr}}{Z_{Ek} + Z_{Rohr}} \approx \frac{0{,}85\ a\rho\omega i - \rho c}{0{,}85\ a\rho\omega i + \rho c} \approx -1 + 1{,}7\ \frac{a\omega}{c}\ i \quad ,$$

d.h. der Realteil liegt ungefähr bei -1, der Imaginärteil ist klein und positiv.

Der mittlere statistische Fehler des Reflexionsfaktors gemäß der Ausgleichsrechnung beträgt etwa 0,4 %. In Abb. 4 ist die Differenz zwischen den theoretischen und den gemessenen Werten als Funktion der Frequenz dargestellt. Es zeigt sich, daß die Abweichungen in derselben Größenordnung d.i. 0,5 % des Betrages des Reflexionsfaktors liegen. Der Betrag des Reflexionsfaktors wurde durchschnittlich um 0,3 % zu klein gemessen.

Der Fehler des Reflexionsfaktors führt nun zu unterschiedlich großen Fehlern bei der Berechnung der Impedanz der Endkorrektur. Es gilt:

$$dZ_{Ek} = \frac{2 \cdot Z_{Rohr}}{(1 - r_{Ek})^2}\ dr_{Ek} \quad ,$$

d.h. bei einem Reflexionsfaktor mit kleinem Imaginärteil und einem Realteil von ungefähr -1 (Apparatur A) führt die Ungenauigkeit beim Reflexionsfaktor zu einem wesentlich geringeren Fehler bei der Impedanz der Endkorrektur als bei einem Reflexionsfaktor mit einem Realteil von +1 und ebenfalls mit kleinem Imaginärteil. Da letzteres bei Apparatur B der Fall

war (fast schallharter Abschluß des Rohres) traten dort größere Fehler bei der Impedanzmessung auf, trotz gleich großer Genauigkeit beim Reflexionsfaktor. (Ändert sich die Impedanz der Endkorrektur durch die Überströmung, so werden die Verhältnisse günstiger.)

Bei der weiteren Auswertung wird die Impedanz der Endkorrektur stets mit dem Imaginärteil X_o des theoretisch bei ruhender Luft zu erwartenden Wertes normiert. Die normierte Impedanz hat bei ruhender Luft also einen Imaginärteil von $X/X_o = 1$ und einen kleinen positiven Realteil R/X_o. Der Vergleich mit der Messung zeigt eine Abweichung von 5 % bei den höheren Frequenzen, von 2o % im Frequenzbereich um 2oo Hz, im Durchschnitt etwa 1o %. Für den Fall, daß sich Real- und Imaginärteil der Impedanz stark unterscheiden, wie z.B. bei ruhender Luft (Im >> Re) oder bei großen Strömungsgeschwindigkeiten (Re >> Im), würde eine geringe Phasendrehung innerhalb der akustischen Meßanordnung zu einer starken Verfälschung des geringeren Anteils führen. Um solche Fehler auszuschließen, wurde auch eine mit Gaze bespannte Öffnung durchgemessen. Wie theoretisch zu erwarten ist, ergibt die Messung, daß sich der Imaginärteil der Endkorrektur nicht ändert und der vergrößerte akustische Widerstand der Öffnung frequenzunabhängig ist.

Bei Überströmung ist ein quantitativer Vergleich mit der Theorie nicht mehr möglich. Es kann lediglich der statistische Fehler aus der Ausgleichsrechnung betrachtet werden, der mit turbulenter werdender Strömung ansteigt, z.B. liegt der statistische Fehler des Reflexionsfaktors bei Apparatur A im allgemeinen zwischen o,5 % und o,9 % (maximal 1,5 % bei vollturbulenter Strömung).

Da bei Überströmung im Kanal Unterdruck gegenüber dem Laborraum besteht, kommen weitere Fehlerquellen in Betracht. Die

Durchströmung der Öffnung infolge Undichtigkeiten im Meßrohr oder an den Mikrofonen wurde ausgeschlossen, indem nach jedem Einbau der Druckabfall im verschlossenen Rohr als Funktion der Zeit überprüft wurde. Die Änderung der Mikrofonempfindlichkeit mit dem statischen Druck wird durch die Eichmessung berücksichtigt.

4. Messung des Scherschichtprofils über der Öffnung, Aufbau der Meßapparatur, Durchführung der Messung und Auswertung

Die Messung aller wichtigen Kenngrößen der Strömungsgrenzschicht über der Öffnung war ein wesentlicher Punkt der Untersuchungen. Beim Vergleich dieser Daten mit den akustischen Meßergebnissen sollte sich zeigen, welchen Einfluß die Dicke der Grenzschicht, die Form des Grenzschichtprofils oder andere Parameter auf die Öffnungsimpedanz haben.

Zur Messung des Scherschichtprofils über der Öffnung standen eine vertikal verschiebbare Hitzdrahtsonde, Konstanttemperaturanemometer und Linearisator zur Verfügung. Aus dem Scherschichtprofil wurden die für die weitere Auswertung benötigten Größen wie Verdrängungsdicke δ^*, Impulsverlustdicke ϑ, Formparameter $H = \delta^*/\vartheta$, der Geschwindigkeitsgradient in Wandnähe und der Turbulenzgrad bestimmt. Dabei ist zu beachten, daß sich über der Öffnung das Profil der Wandgrenzschicht in ein Scherschichtprofil umwandelt, das innerhalb des Öffnungshalses noch von Null verschiedene Geschwindigkeit besitzt. Um die Grenzschichtdicke zu bestimmen, wurde im Wendepunkt des Profils die Tangente angelegt und so das Profil der Wandgrenzschicht auf der Platte vor der Öffnung rekonstruiert. Die aufgenommenen Profile unterscheiden sich hinsichtlich der Grenzschichtdicke (es wurden Verdrängungsdicken von o,26 mm bis 2,o mm gemessen) und hinsichtlich der

Form. Bei unterschiedlich langen Laufwegen der Grenzschicht auf der Platte vor der Öffnung traten sowohl Profile auf, deren Form dem turbulenten oder laminaren Plattengrenzschichtprofil entsprach, als auch Übergänge zwischen beiden. In Abb. 5 sind als Beispiele drei verschiedene Grenzschichtprofile zu sehen. Die Strömungsgeschwindigkeit war bei allen drei Profilen gleich, die Verdrängungsdicken unterschiedlich. Um den Übergang zwischen dem laminaren und dem turbulenten Profil besser charakterisieren zu können, wurde der Formparameter H benutzt. Bei der Plattengrenzschicht erhält man für das turbulente Grenzschichtprofil H = 1,4 und H = 2,6 für das laminare [31]. Bei den hier gemessenen Grenzschichten ergaben sich Werte für H bis zu 3. Das dürfte daran liegen, daß die Berechnung auf dem rekonstruierten Profil der Wandgrenzschicht basiert. Übrigens zeigte sich auch, daß die Grenzschicht auf der Platte nicht in allen Fällen die von der Theorie geforderte Abhängigkeit zwischen Grenzschichtdicke, Lauflänge und Anströmgeschwindigkeit zeigte. Wie in [31] bemerkt wird, gelten die theoretischen Zusammenhänge exakt nur für turbulenzarme Kanäle ohne Druckgradienten mit sorgfältig ausgeformten Plattenvorderkanten. Bei diesen Messungen wurde aber der durch das Dickerwerden der Grenzschicht an den Kanalwänden verursachte Geschwindigkeits- und Druckgradient nicht korrigiert. Die Plattenvorderkanten konnten nur so spitz ausgestaltet werden, wie es die Kanalgeometrie erlaubte. Die Form der Profile entsprach aber, wie Abb. 5 zeigt, der der Plattengrenzschicht für laminare oder turbulente Strömung bzw. für einen Übergangszustand zwischen beiden.

Es zeigte sich, daß die gemessenen und anschließend normierten Profile in guter Näherung als Überlagerung des laminaren und des turbulenten Plattengrenzschichtprofils darstellbar sind.

$$\frac{y}{\delta^*}\left(\frac{u}{U}\right)_{exp} = \alpha\,\frac{y}{\delta^*}\left(\frac{u}{U}\right)_{lam} + (1-\alpha)\,\frac{y}{\delta^*}\left(\frac{u}{U}\right)_{turb}$$

Da zu erwarten ist, daß der Einfluß der Strömung auf die Öffnungsimpedanz im wesentlichen durch den wandnahen Teil des Profils gegeben ist, wurde das gemessene Profil durch den

Geschwindigkeitsgradienten γ an der Wand charakterisiert.

$$\gamma \approx \frac{0,57}{\alpha}$$

Wie nicht anders zu erwarten, ergab sich für γ bei diesen Messungen ein eindeutiger Zusammenhang mit dem Formparameter H, so daß auf γ bei der weiteren Auswertung verzichtet wurde. Der laminare bzw. turbulente Charakter der hier gemessenen Grenzschichtprofile läßt sich also gut durch H kennzeichnen.

Um Dicke und Form der Grenzschicht zu variieren, wurde die Lauflänge (Plattenlänge) verändert, sowie Stolperdrähte vor der Öffnung angebracht und der Kanalquerschnitt verändert. Dabei waren allerdings Versuche, dicke laminare und dünne turbulente Grenzschichten zu erzeugen, nicht sehr erfolgreich. Um zu zeigen, für welche Grenzschichten schließlich die akustische Impedanz sowie der Gleichströmungswiderstand der Öffnung bestimmt werden konnte, sind in Abb. 6 die bei diesen Messungen die Grenzschicht charakterisierenden Größen δ^* und H aufgetragen. Die Messungen lassen sich in zwei Bereiche aufteilen. Der erste Bereich liegt bei H = 1,5 (turbulentes Profil) und umfaßt Grenzschichtdicken von 1 bis 2 mm. Im zweiten Bereich liegen alle dünneren Grenzschichten. H nimmt dort Werte von 1,8 bis 3 an.

5. Messung des Gleichströmungswiderstandes der überströmten Öffnung
Aufbau der Meßapparatur, Durchführung der Messung und Auswertung

Bei der Messung der akustischen Impedanz einer Öffnung - sowohl bei Durchströmung als auch bei Überströmung - erweist es sich als sinnvoll, den Realteil der akustischen Impedanz auf die Frequenz $\omega = 0$ zu extrapolieren und ihn mit dem Gleichströmungswiderstand der Öffnung zu vergleichen. Das Ziel ist dabei, festzustellen, bis zu welchen Frequenzen sich das

Verhalten des akustisch gemessenen Widerstandes der Öffnung durch den bei $\omega = 0$ gemessenen Widerstand charakterisieren läßt. Sind solche Zusammenhänge festgestellt, lassen sich, zumindest im unteren Frequenzbereich, die aufwendigen akustischen Messungen durch einfacher auszuführende Gleichströmungsmessungen ersetzen.

Um zu Beginn der akustischen Messungen einen Überblick darüber zu erhalten, wie der Gleichströmungswiderstand von den Strömungsparametern abhängt, wurde bei verschiedenen Scherschichten der Gleichströmungswiderstand der Öffnung bestimmt. Dasselbe geschah bei fast allen akustischen Messungen, um den oben angesprochenen Vergleich durchführen zu können. Von Nachteil war dabei, daß sich beide Messungen nicht gleichzeitig ausführen ließen, sondern die Apparatur zur Messung des Strömungswiderstandes umgebaut werden mußte. Anstelle von Lautsprecher 1 wurde das Meßrohr mit einer Platte abgeschlossen, die Durchführungen für Preßluft und die Messung des statischen Druckes enthielt. Es wurde dabei allerdings darauf geachtet, daß alle Einbauten im Kanal unverändert blieben. Dieser Umbau war leider unvermeidlich, da eine im Impedanzmeßrohr angebrachte Bohrung für die Messung des statischen Druckes ein akustisches "Leck" dargestellt hätte, das bei der genauen Berechnung der Schallausbreitung im Rohr nicht mit der erforderlichen Genauigkeit hätte berücksichtigt werden können.

Zur Messung des Gleichströmungswiderstandes wird die Druckdifferenz zwischen dem statischen Druck im Kanal und im Rohr mit einem Betzmanometer gemessen. Dabei lassen sich Druckänderungen bis herab zu 0,02 mmWS (entspricht 0,2 N/m^2) gut ablesen. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit durch die Öffnung wird mit einem Durchflußmesser bestimmt. Die Strömungsgeschwindigkeit v_G durch die Öffnung betrug max. 40 cm/s und lag damit in derselben Größenordnung wie die Schallschnelle durch die Öffnung, die bei Apparatur A max. 30 - 40 cm/s und bei Apparatur B max. 80 cm/s betrug.

Die Druckdifferenz zwischen beiden Seiten der Öffnung, als Funktion der Durchströmungsgeschwindigkeit aufgetragen, ergibt einen linearen Zusammenhang (Abb. 7a). Das bedeutet, daß in diesem Bereich der Strömungswiderstand konstant ist.

In [17] und [18] wird von einer Unstetigkeit des Strömungswiderstandes bei v_G = 0 m/s berichtet. Je nachdem, ob man von der Seite positiver oder negativer Durchströmung kommt, erhält man Strömungswiderstände, die sich um mehr als 20 % unterscheiden [18]. Obwohl bei den eigenen Messungen Strömungsgeschwindigkeit, Öffnungsradius und das Verhältnis δ^*/a größtenteils im selben Bereich lagen, konnte diese Unstetigkeit nicht festgestellt werden. Rechnet man dagegen aus Abb. 8 in [18] den Zusammenhang zwischen Druckdifferenz und v_G zurück, so sieht man, daß sich auch dort eine Gerade (konstanter Strömungswiderstand) ergibt. Die Ursache für die Unstetigkeit ist, daß die Gerade nicht durch den Nullpunkt verläuft, d.h. bei der Messung traten auch ohne Durchströmung Unterschiede im statischen Druck zwischen innen und außen auf. Diese Nullpunktverschiebung muß aber vom gemessenen Druck subtrahiert werden, da die Druckanbohrungen im Kanal und hinter der Öffnung unterschiedlich auf die Überströmung reagieren.

Die in [17] gefundene Unsymmetrie des Gleichströmungswiderstandes bei hohen Durchströmungsgeschwindigkeiten ist, wie in der Einleitung gesagt wurde, durchaus verständlich. Sie liegt aber bei v_G/U Verhältnissen, die bei den eigenen Experimenten nicht vorkamen.

Die Steigungen der Geraden in Abb. 7a nehmen in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit im Kanal zu, d.h. der Gleichströmungswiderstand ist eine Funktion von U. In Abb. 7b sind für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten, bei denen sich allerdings die Grenzschichtdicke um nicht mehr als 15 % änderte, die Gleichströmungswiderstände aufgetragen. Sie ergeben einen linearen Zusammenhang zwischen R_S und U. Dies war allerdings bei den Messungen, bei denen sich die Grenzschichtdicke stark

änderte, nicht mehr der Fall. Bei dicker werdender Grenzschicht nahm R_S trotz steigender Strömungsgeschwindigkeit wieder ab.

Im folgenden soll nur noch der durch die Überströmung verursachte zusätzliche Gleichströmungswiderstand R_G betrachtet werden; d.i. der Widerstand, der sich aus dem bei Überströmung gemessenen Widerstand R_S durch Subtrahieren des bei ruhender Luft gemessenen Widerstandes R_o ergibt.

$$R_G = R_S - R_o$$

Dieser Gleichströmungswiderstand hängt noch von der Dicke der Grenzschicht über der Öffnung ab. In [14] wurde dazu der Gleichströmungswiderstand geeignet normiert:

$$A_{stat} = \frac{R_G}{\rho c} \cdot \frac{c}{0,85} \cdot \frac{1}{U}$$

(Der Grund für diese spezielle Normierung von R_G wird beim Vergleich mit den akustischen Messungen in Abschnitt 6.2.1. deutlich). Es stellte sich heraus, daß A_{stat} eine Funktion des Verhältnisses von Grenzschichtdicke zu Öffnungsradius (δ^*/a) ist. Für die mit Meßanordnung A und dem Öffnungsradius a = 2 mm durchgeführten Messungen ist der Zusammenhang zwischen A_{stat} und δ^*/a in Abb. 8 dargestellt. Im Bereich $\delta^*/a > 0,5$ ist A_{stat} konstant und hat den Wert $A_{stat} \approx 0,2$. Für $\delta^*/a < 0,5$ steigt A_{stat} an; bei $\delta^*/a = 0,15$ ergibt sich ein A_{stat} von etwa 0,65.

6. Meßergebnisse

6.1. Normierung der akustischen Impedanz der Endkorrektur

In der Praxis sind in den meisten Fällen die Strömungseigenschaften eines Kanals durch seine Geometrie und die einmal installierten Einbauten vorgegeben. Werden letztere nicht geändert, so legt man mit der Strömungsgeschwindigkeit auch die anderen Para-

meter der Strömung (z.B. Grenzschichtdicke) fest. Die Änderung der akustischen Impedanz von Wandauskleidungen (wie Öffnungen in der Kanalwand) wird daher in diesen Fällen auch meistens in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit betrachtet. Als Beispiel dazu ist in Abb. 9 die akustische Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit in der komplexen Impedanzebene dargestellt. Real- und Imaginärteil werden mit ρc normiert. Im folgenden sollen zunächst nur die durchgezogen gezeichneten Teile der Meßkurven betrachtet werden. Auf die gestrichelten Teile wird noch eingegangen.

Man erkennt die charakteristischen Eigenschaften der Impedanzkurve, wie sie in [14] beschrieben wurden:

1. Bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten durchläuft die Impedanz eine Spirale in der komplexen Ebene.
2. Bei großen Strömungsgeschwindigkeiten geht die Spirale in eine Gerade über. Dieser Bereich wird quasistationär genannt, da hier die Verweilzeit des strömenden Mediums über der Öffnung klein gegen die Periodendauer des Schalls ist.

Aus den Einzeldarstellungen für Real- und Imaginärteil ersieht man:

3. Im Bereich der Spirale kann der Realteil der Impedanz der Endkorrektur negativ werden.
4. Für große Strömungsgeschwindigkeiten nimmt der Realteil linear mit U zu (das gilt allerdings nur, solange die Grenzschichtdicke nahezu konstant ist).
5. Der Massenanteil der Impedanz wächst zunächst gegenüber dem Wert bei ruhender Luft etwas an.
6. Bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten nimmt der Imaginärteil stark ab. Diese Abnahme kann größer sein als dem Massenanteil der Endkorrektur bei ruhender Luft entspricht. Bei der in Abb. 9 dargestellten Messung ergab sich für den Imaginärteil bei ruhender Luft nur 90 % des theoretisch zu erwartenden Wertes.

Diese Merkmale der Impedanzkurve traten, mit der Ausnahme, daß die Spirale meist weniger ausgeprägt war, bei allen Messungen auf.

In der Darstellung des Realteiles der akustischen Impedanz als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit wurde auch der unter denselben Bedingungen gemessene Gleichströmungswiderstand R_G eingetragen. Man erkennt, daß sich die Spirale mit den Gleichströmungsmessungen nicht erfassen läßt. Dahingegen wird im quasistationären Bereich die Differenz zwischen beiden Kurven mit zunehmender Überströmung (d.h. mit abnehmender Strouhalzahl,siehe unten) kleiner, d.h. für große Geschwindigkeiten nähert sich der akustische Widerstand dem Gleichströmungswiderstand an.

Zu niedrigen Frequenzen hin ($\omega \to 0$) sollte der akustische Widerstand ebenfalls in den Gleichströmungswiderstand übergehen. Um beide Widerstände miteinander vergleichen zu können, führt man die Frequenz als Parameter der Messung ein und extrapoliert dann die Kurven für den Realteil der Impedanz auf $\omega = 0$.

Gegenüber der anderen Möglichkeit, die Strömungsgeschwindigkeit als Parameter der Messung zu nehmen, hat das den Vorteil, daß die Strömungsgeschwindigkeit und die sonstigen Eigenschaften der Strömung über der Öffnung während der Meßreihe konstant sind. Wenn sich nämlich die Grenzschichtdicke während einer Meßreihe ändert, können Abweichungen vom vorhin beschriebenen Kurvenverlauf auftreten. Bei einigen Messungen nahm, bedingt durch die verschiedenen Einbauten im Kanal, die Grenzschichtdicke mit der Strömungsgeschwindigkeit nicht mehr ab, sondern zu. Damit verbunden war eine Abnahme des Realteiles der Impedanz und eine starke Zunahme des Massenanteiles (gestrichelter Verlauf in Abb. 9). Im Abschnitt 6.2.2. kann im Vergleich mit Messungen bei unterschiedlich dicken Grenzschichten gezeigt werden, daß tatsächlich die Grenzschichtdicke für diese Effekte verantwortlich ist. Deshalb wurde bei allen anderen Meßreihen

die Frequenz variiert, die Strömungsgeschwindigkeit über der Öffnung blieb konstant.

Wie bereits in Abschnitt 3.3.4. erwähnt, wurde die Impedanz der Endkorrektur mit dem Imaginärteil X_o der Impedanz für ruhende Luft ($X_o \approx 0{,}85\, a\rho\omega$) normiert. Die Frequenz wird mit der Strömungsgeschwindigkeit und dem Öffnungsradius dimensionslos gemacht, man erhält so eine reziproke Strouhalzahl $S^{-1} = U/a\omega$. Diese Normierung wurde auch für Abb. 9 jeweils am rechten bzw. oberen Bildrand durchgeführt.

Abb. 10 zeigt nun eine andere, bei konstanter Grenzschichtdicke gemessene Impedanzkurve. Die oben beschriebenen charakteristischen Eigenschaften der Impedanzkurve werden auch hier ersichtlich. Diese Meßreihe wurde zum Vergleich herangezogen, um noch einmal besonders deutlich die Spirale zu zeigen. Der quasistationäre Bereich mit dem linearen Zusammenhang zwischen S^{-1} und dem Realteil wird in dieser Abbildung allerdings noch nicht vollständig erreicht.

6.2. Meßanordnung A

Im folgenden sollen zuerst die mit dem Meßrohr A erhaltenen Ergebnisse besprochen werden. Alle in diesem Abschnitt vorgestellten Meßergebnisse wurden mit Öffnung 1 erhalten. Die Öffnung wurde dabei von einem 11 cm langen, geraden Rohr von 4 mm Durchmesser, das in die angeströmte Platte mündet, gebildet. Durch Verändern der Strömungsgeschwindigkeit, der Plattenlänge vor der Öffnung und durch Verstellen des Flügels am hinteren Ende der Platte ergaben sich unterschiedliche Grenzschichten über der Öffnung. Unterschiede bei der Impedanz der Endkorrektur zwischen den einzelnen Meßreihen sollten bei diesem experimentellen Aufbau allein auf Einflüsse der Überströmung zurückzuführen sein. Auf die Schallausbreitung im Inneren des Rohres - außer im Bereich der Öffnung - sollte die Strömung keinen Einfluß mehr haben.

Bei 27 Meßreihen wurde jeweils die Frequenz im Bereich von 166 Hz bis maximal 3000 Hz verändert. Die Geschwindigkeiten der Kanalströmung reichten von U = 4 m/s bis U = 78,6 m/s. Daraus ergibt sich ein Strouhalzahlbereich $0{,}026 < S < 9{,}4$ und ein Bereich der reziproken Strouhalzahl von $0{,}1 < S^{-1} < 37{,}6$. Für die Verdrängungsdicke δ^* stellten sich Werte zwischen $\delta^* = 0{,}26$ mm und $\delta^* = 2{,}0$ mm ein. Der Formparameter H lag zwischen 1,4 und 3. (Die Werte von H und δ^* für die akustischen Messungen waren bereits in Abb. 6 durch Quadrate gekennzeichnet worden.) Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 11 dargestellt.

Da sich offensichtlich Widerstands- und Massenanteil der Impedanz unterschiedlich mit S^{-1} ändern, werden sie im folgenden getrennt betrachtet.

6.2.1. Realteil der Öffnungsimpedanz

Im oberen Teil von Abb. 11 ist der Realteil der Impedanz der Endkorrektur als Funktion von S^{-1} aufgetragen. Zur Verdeutlichung sind für fünf verschiedene Grenzschichtdicken die jeweils zu einer Meßreihe (konstantes U, variable Frequenz) gehörenden Punkte miteinander verbunden. Für große S^{-1} ordnen sich die Meßpunkte recht gut auf einer Geraden an, für die die Beziehung

$$\frac{R}{X_o} = \frac{R}{0{,}85\, a\rho\omega} = A_{akust}\, S^{-1} + B$$

$$= A_{akust}\, \frac{U}{a\omega} + B$$

gilt [14]. Die Steigung A_{akust} dieser Geraden nimmt offensichtlich mit dünner werdender Grenzschicht zu.

Normiert man den Realteil der akustischen Impedanz mit ρc, so ergibt die Umrechnung

$$\frac{R}{\rho c} = 0{,}85\ A_{akust}\ \frac{U}{c}\left(1 + \frac{B}{A_{akust}}\ \frac{a\omega}{U}\right)$$

Geht ω gegen Null, so erhält man:

$$\frac{R_{(\omega=o)}}{\rho c} = 0{,}85\ A_{akust} \cdot \frac{U}{c}$$

Diese aus den Messungen der akustischen Impedanz bestimmte Geradensteigung

$$A_{akust} = \frac{R_{(\omega=o)}}{\rho c} \cdot \frac{c}{0{,}85} \cdot \frac{1}{U}$$

läßt sich mit den in Abschnitt 5. angegebenen normierten Gleichströmungswiderstand:

$$A_{stat} = \frac{R_G}{\rho c} \cdot \frac{c}{0{,}85} \cdot \frac{1}{U}$$

vergleichen, da jeweils bei denselben Bedingungen gemessen wurde (Abb. 12). Zunächst werden nur die mit Kreisen gekennzeichneten Punkte (Meßanordnung A) betrachtet.

In [14] wurde gezeigt, daß A_{akust} und A_{stat} für dünne Grenzschichten übereinstimmen. Das kann durch diese Messungen auch für δ^* bis 2 mm bestätigt werden. Die noch vorhandenen Unterschiede sind darauf zurückzuführen, daß akustische Messung und Gleichströmungsmessung getrennt durchgeführt werden mußten (siehe Abschnitt 5.). Nimmt man im Vorgriff auf Abschnitt 6.3. auch die Meßergebnisse mit Meßanordnung B hinzu (Abb. 12, Quadrate) so vermittelt die Abbildung insgesamt einen Eindruck davon, wie weit es möglich ist, mit Gleichströmungsmessungen die Steigung der oben erwähnten Geraden zu bestimmen.

Der in Abschnitt 5 aufgezeigte Zusammenhang zwischen A_{stat} und δ^*/a sollte nach dem oben Gesagten auch für A_{akust} und δ^*/a gelten. In Abb. 13 sind daher sowohl die mit Gleichströmungs-

messung als auch die mit Impedanzmessungen bestimmten A aufgetragen. Verständlicherweise ordnen sich auch diese Punkte recht gut auf einer Kurve an. Die Streuung im Bereich $\delta^*/a < 0{,}4$ ist aber zu groß, als daß sie allein mit den Ungenauigkeiten der Messung erklärt werden könnte. Es erhebt sich also die Frage, ob A noch von anderen Parametern abhängt. In Abb. 13b wird daher der Zusammenhang zwischen A und der Impulsverlustdicke ϑ der Grenzschicht untersucht. Die Form der Kurve bleibt dieselbe. Die Streuung verringert sich nicht. Sie erscheint zwar etwas kleiner, aber der geänderte Maßstab ist zu beachten.

Ordnet man die Meßpunkte - wieder über δ^*/a aufgetragen - nach dem Formparameter, so ergibt sich noch eine kleine Änderung. Da der Formparameter H den Zusammenhang zwischen δ^* und ϑ wiedergibt, ist nach dem oben Gesagten von ihm kein großer Einfluß auf A zu erwarten. Da nur für den Bereich $\delta^*/a < 0{,}4$ genügend Meßwerte mit unterschiedlichem H vorliegen, wurde dieser Bereich in Abb. 14 in vergrößertem Maßstab dargestellt. Tatsächlich ist jetzt eine leichte Abhängigkeit vom Formparameter zu erkennen. Die Kurven $A = f(\delta^*/a)$ verschieben sich mit größer werdendem H nach links. Die A werden also offensichtlich von einer effektiven Strömungsgeschwindigkeit über der Öffnung bestimmt. Diese effektive Strömungsgeschwindigkeit wäre zu verstehen als gewichtete Geschwindigkeitsverteilung. Die Gewichtsfunktion hätte mit zunehmendem Wandabstand abzunehmen. Folgende Überlegung soll diese Annahme plausibel machen.

Zum einen werden die A mit zunehmender Grenzschichtdicke, d.h. kleiner werdender Strömungsgeschwindigkeit in Öffnungsnähe, kleiner. Zum anderen werden sie aber auch kleiner, wenn - bei konstanter Grenzschichtdicke - mit zunehmendem Formparameter H, d.h. kleiner werdendem Gradienten γ des normierten Profils in Wandnähe wiederum die effektive Strömungsgeschwindigkeit in Öffnungsnähe kleiner wird.

Es zeigt sich also, daß das Verhältnis δ^*/a von den hier betrachteten Strömungsparametern am besten geeignet ist, die A zu charakterisieren.

Es soll noch kurz bemerkt werden, daß eine Auftragung von A über der mit der Wendetangente des Grenzschichtprofils gebildeten Grenzschichtdicke keinen Erfolg brachte; die Meßwerte streuen sehr stark in dieser Auftragung. Eine derartige Auftragung wäre ein Maß für die nicht normierte mittlere Steigung d(u/U)/dy im unteren Bereich des Profils. Nach [14] sollte diese bei dicken Grenzschichten der wesentliche Parameter sein, weiterhin sollten für $\delta^*/a \gg 1$ die A gegen Null gehen. Bei diesen Messungen ergab sich aber für $\delta^*/a \approx 1$ (Öffnungsdurchmesser 4 mm) ein Wert für A von ca. o,2. Derselbe Wert wurde für $\delta^*/a \approx 2$ bei Gleichströmungsmessungen mit einer 2 mm-Öffnung gefunden. Ob sich dieses konstante Verhalten zu größeren δ^*/a Verhältnissen fortsetzt, muß offen bleiben.

Um zu überprüfen, ob die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen in Öffnungsnähe für die Zunahme des Realteiles der Öffnungsimpedanz verantwortlich sind, wurde auch jeweils der Turbulenzgrad an verschiedenen Stellen der Scherschicht gemessen. Es konnte aber kein Zusammenhang zwischen Turbulenzgrad und der Steigung A festgestellt werden.

In Abb. 15 oben wurde versucht, die wesentlichen Zusammenhänge zwischen dem Realteil der Impedanz und S^{-1} (wie sie aus den Meßwerten von Abb. 11 hervorgehen) in einer Skizze deutlich zu machen. Aus beiden Abbildungen erkennt man, daß der Realteil bereits ab $S^{-1} = 2$ stark anwächst. Die Steigung der Kurve liegt zwischen o,35 (dicke Grenzschichten) und o,85 (dünne Grenzschichten). Erst für höhere S^{-1} biegt die Kurve des Realteiles ab in die quasistationäre Gerade mit einer Steigung zwischen o,2 und o,6 entsprechend der Grenzschichtdicke. Mit dünner werdender Grenzschicht verschiebt sich der Punkt des

Abknickens zu größeren reziproken Strouhalzahlen, der Bereich des steilsten Anstiegs der Kurve wird größer. Unter der Annahme, daß sich der Trend zu noch kleineren δ^* fortsetzt, könnte man ein maximales A von ca. o,85 erwarten.

Zur Festlegung der Impedanz der Endkorrektur im quasistationären Bereich wird nicht nur die Geradensteigung A sondern auch der Ordinatenabschnitt B benötigt. Deshalb wurde durch Extrapolation der Geraden im quasistationären Bereich auf S^{-1} = o auch B bestimmt. Es gelang allerdings nicht - wie für A - eine Abhängigkeit zwischen den Strömungsparametern und B zu finden. Man kann lediglich feststellen, daß für dicke Grenzschichten B ≈ o,5 und für dünne Grenzschichten B ≈ 2 galt. Dazwischen lagen allerdings auch Werte für B von ca. -o,25.

Aus der oben bereits erwähnten Beziehung:

$$\frac{R}{\rho c} = o{,}85\ A\ \frac{U}{c}\ (1 + \frac{B}{A}\ \frac{a\omega}{U})$$

und der in Abschnitt 5 durchgeführten Normierung des Gleichströmungswiderstandes:

$$\frac{R_G}{\rho c} = o{,}85\ A\ \frac{U}{c}$$

erhält man:

$$\frac{R}{\rho c} = \frac{R_G}{\rho c}\ (1 + \frac{B}{A}\ \frac{a\omega}{U})\ .$$

Der Faktor $(1 + \frac{B}{A}\ \frac{a\omega}{U})$ gibt also das Verhältnis zwischen dem Gleichströmungswiderstand der Öffnung und dem Realteil der akustischen Impedanz an. Er geht für große S^{-1} gegen Null.

Das Verhältnis B/A lag bei diesen Messungen zwischen 5,3 und -o,8. Der Term $\frac{B}{A} \cdot S$ kann daher z.B. für S^{-1} = 1o noch bis zu

5o % zum Realteil der Impedanz beitragen. Eine generelle Vernachlässigung kann also nicht in Frage kommen.

Die Steigung A konnte aus den Gleichströmungsmessungen bestimmt werden. Für B sind nur die oben angeführten pauschalen Aussagen möglich. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich der Verlauf des Realteils der akustischen Impedanz im quasistationären Bereich quantitativ nicht befriedigend aus Gleichströmungsmessungen herleiten läßt.

Betrachtet man die Kurven für den Realteil in Abb. 11 und 15 nochmals genauer, so scheinen sie in drei Bereiche zu zerfallen. Bis zu $S^{-1} \approx 2$ erkennt man die Spirale. In diesem Bereich fällt bei der hier gewählten Auftragung der Realteil für alle Meßreihen recht gut zusammen. Das Maximum von R/X_o liegt bei $S^{-1} \approx o,8$, das Minimum bei $S^{-1} \approx 1$. Der negative Realteil ist damit zu erklären, daß bei dieser Strouhalzahl dem Schallfeld in der Öffnung offensichtlich Energie aus der Kanalströmung zugeführt wird.

Zu größeren S^{-1} hin schließt sich der Übergangsbereich an, in dem die Steigung der Realteilkurve größer als die der quasistationären Geraden ist. Mit dicker werdender Grenzschicht wird dieser Anstieg flacher.

Der Übergang in den quasistationären Bereich vollzieht sich dann mit dünner werdender Grenzschicht bei immer höheren reziproken Strouhalzahlen.

6.2.2. Imaginärteil der Öffnungsimpedanz

Für den Imaginärteil der Öffnungsimpedanz lassen sich nicht mehr so detaillierte Aussagen wie für den Realteil machen. Qualitativ läßt sich zunächst wieder Spiral- und quasistatio-

närer Bereich unterscheiden (Abb. 11).

Bei $S^{-1} \approx 0{,}8$ erreicht der Imaginärteil ein Maximum von etwa $1{,}5\ X_o$. Anschließend sind je nach Grenzschichtdicke verschiedene Kurvenverläufe zu erkennen. (Die Zusammenhänge werden etwas deutlicher in Abb. 16a (U = 40,3 m/s) und in Abb. 15 (unten), wo für fünf Grenzschichtdicken die Kurvenverläufe skizziert sind.)

Bei einer Grenzschichtdicke von etwa 2 mm sinkt der Wert von X/X_o nur um etwa eine halbe Einheit. Bei höheren reziproken Strouhalzahlen folgt dann ein zweites Maximum des Imaginärteils. An dieser Stelle wird auch verständlich, weshalb bei der Abb. 9 zugrundeliegenden Messung ein Anwachsen des Imaginärteiles mit der Strömungsgeschwindigkeit zu verzeichnen war.

Bei der kleinsten gemessenen Grenzschichtdicke $\delta^* = 0{,}26$ mm sinkt der Imaginärteil bis auf etwa $-0{,}5\ X_o$ und bleibt dann bis $S^{-1} \approx 18$ konstant. Für höhere reziproke Strouhalzahlen sinkt der Massenanteil bei allen Kurven weiter ab (der kleinste gemessene Imaginärteil betrug $X/X_o \approx -2$ bei $S^{-1} = 32$).

Daß der Imaginärteil negativ wird, läßt sich mit dem bei den visuellen Beobachtungen gefundenen deckelartigen Verhalten der Scherschicht bei großen S^{-1} erklären. Dieses deckelartige Verhalten hat einen federungsartigen Charakter der Impedanz zur Folge.

Der Zusammenhang zwischen der Form der Kurve für den Imaginärteil und der Grenzschichtdicke läßt sich nicht so leicht quantitativ erfassen wie für die Gerade im quasistationären Bereich des Realteils. Es wurden daher aus den Kurven zwei Merkmale herausgegriffen und auf ihre Abhängigkeit von δ^*/a untersucht (siehe dazu Abb. 15). Das war zum einen die Höhe des 2. Maxi-

mums der Kurven und die reziproke Strouhalzahl, bei der der Kurvenverlauf zuerst von dem der dünnsten Grenzschicht abwich. Diese Zusammenhänge sind in Abb. 16b und Abb. 16c dargestellt.

Im Bereich $\delta^*/a \approx 0{,}2$ ändern sich diese beiden charakteristischen Merkmale der Imaginärteilkurven am stärksten. Das ist aber auch der Bereich, in dem sich die Steigung A des Realteiles der Impedanz stark ändert.

6.3. Meßanordnung B

Bei den im vorigen Abschnitt besprochenen Messungen war die Öffnung, d.h. das Rohr selbst, 11 cm lang. In der Praxis kommt dieser Fall aber nicht vor, sondern dort ist das Verhältnis von Öffnungslänge zu Öffnungsdurchmesser im allgemeinen 1 oder kleiner. Wenn die Öffnung aber in einen Hohlraum (hier das weite Rohr mit einem Durchmesser von 20 mm) mündet, so sind zusätzliche, die Impedanz beeinflussende Effekte auf der Innenseite der Öffnung oder im Hohlraum denkbar. Es erhebt sich deshalb die Frage, inwieweit die für die lange Öffnung erhaltenen Resultate auch auf diese dünneren Öffnungen übertragbar sind.

6.3.1. Öffnungen verschiedener Länge

Als erste wurden daher mit Meßanordnung B zwei Öffnungen (Durchmesser 4 mm) mit 4 bzw. 1 mm Länge durchgemessen. Die Messungen wurden für beide Öffnungen jeweils bei derselben Grenzschichtdicke durchgeführt. Als Beispiel sind die Kurven für $U = 69{,}8$ m/s herausgegriffen (Abb. 17). Für die anderen Strömungsgeschwindigkeiten ergaben sich prinzipiell dieselben Aussagen. Zum Vergleich ist noch eine Meßreihe, ($U = 69{,}8$ m/s), die mit Meßanordnung A bei etwa gleich großer Grenzschichtdicke

gewonnen wurde, eingezeichnet.

Für den Realteil ergeben sich keine allzu großen Unterschiede zwischen der 4 mm und der 1 mm langen Öffnung. Auch bei den Gleichströmungsmessungen ergibt sich für diese beiden Öffnungen ungefähr der gleiche Wert ($A \approx 0{,}60$ für $\delta^*/a \approx 0{,}34$). Für dasselbe δ^*/a Verhältnis war aber mit Meßanordnung A maximal ein Wert von $A = 0{,}35$ gemessen worden (Abb. 13a). Demzufolge unterscheidet sich die Vergleichskurve (Meßanordnung A) im quasistationären Bereich deutlich von den beiden dünneren Öffnungen. Auch die Ordinatenabschnitte B sind unterschiedlich. Beim Imaginärteil sind zwischen der 4 mm und der 1 mm langen Öffnung Unterschiede festzustellen. Die Kurve für die 1 mm lange Öffnung verläuft in etwa im Abstand von 1 Einheit unterhalb der der langen Öffnung (Apparatur A). Bei der 4 mm langen Öffnung ist der Massenverlust demgegenüber viel größer (von etwa $1\ X_o$ bei $S^{-1} = 2$ bis zu $-2\ X_o$ bei $S^{-1} = 16$).

Die Ursache für diese Unterschiede kann wohl nur in der Änderung der Öffnungsgeometrie oder im Vorhandensein eines Hohlraumes hinter der Öffnung gesehen werden.

Bei ruhender Luft kam aber der Wert für die Impedanz der Endkorrektur der Öffnung richtig aus den Messungen heraus. D.h. für die innere Endkorrektur war der richtige Wert in die Auswertung eingesetzt worden.

Bei der Berechnung des Reflexionsfaktors an der Oberseite des Meßrohres wird angenommen, daß die Strömung das Schallfeld im Öffnungshals und im Meßrohr nicht beeinflußt. Das ist aber bei dünnen Öffnungen sicherlich nicht mehr der Fall. Die Meßergebnisse sind deshalb nicht mehr so zu interpretieren, als ob sie allein die Impedanz der Endkorrektur wiedergeben. Vielmehr sind jetzt auch die Einflüsse von Vorgängen hinter der Öffnung und im Hohlraum (Wirbel o.ä.) miterfaßt. Diese Unterschiede

zwischen ungestörter Schallausbreitung im Meßrohr bei ruhender Luft und gestörter Schallausbreitung bei Überströmung lassen sich aber bei dieser Auswertung prinzipiell nicht von Änderungen der Impedanz der Endkorrektur trennen. Es ist allerdings auch fraglich, ob es möglich ist, die Strömung im Öffnungsbereich so in zwei Anteile zu zerlegen, daß jeweils einer für die Änderung der Impedanz der äußeren oder der inneren Endkorrektur verantwortlich ist.

6.3.2. Zwei benachbarte Öffnungen

Als nächstes wurden zwei Öffnungen (Durchmesser 4 mm, Länge 4 mm), die - im Abstand von 8 mm untereinander - symmetrisch zur Achse des Meßrohres angebracht waren, untersucht (σ = o,o8).

Bei der Auswertung für zwei Öffnungen wurde die innere Endkorrektur mit l_{Ek_i} = o,35 a angenommen (Abschnitt 3.3.3.). Dieser Wert kann nicht ohne weiteres auch für die äußere Endkorrektur erwartet werden, da die Öffnungen dort in einen halbunendlichen Raum und nicht in ein Rohr münden. In Abhängigkeit von der Anzahl der Öffnungen sollte, wie bereits in Abschnitt 3.3.3 gesagt wurde, ein Übergang stattfinden zwischen der Summe der Endkorrekturen mehrerer Einzelöffnungen ($\sigma << 1$) und der des weiten Rohres ($\sigma = 1$). In Übereinstimmung damit wird eine etwas vergrößerte Endkorrektur für jede der beiden benachbarten Öffnungen gefunden, die - etwas frequenzabhängig - zwischen 1,5 X_o und 1,1 X_o liegt.

In den folgenden Abbildungen wird jeweils die Impedanz der Endkorrektur der einzelnen Öffnung aufgetragen. Das gilt sowohl für die Messungen mit 2 als auch mit 9 Öffnungen. Normiert wird wie früher mit dem theoretischen Imaginärteil $X_o \approx$ o,85 $a\rho\omega$ bei ruhender Luft. Damit ist der Vergleich zwischen der Einzelöffnung und mehreren benachbarten Öffnungen gewährleistet.

Die Messungen bei Überströmung wurden bei zwei verschiedenen Anordnungen der Öffnungen gegenüber der Strömungsrichtung ausgeführt. Einmal lagen die Öffnungen in Strömungsrichtung hintereinander, das andere Mal standen sie quer dazu. Damit sollte festgestellt werden, ob über die Strömung Wechselwirkungen zwischen beiden Öffnungen stattfinden.

Abb. 18 zeigt die Meßergebnisse - jetzt im Vergleich mit der Einzelöffnung (Durchmesser 4 mm, Länge 4 mm). Die Strömungsparameter waren wieder U = 69,8 m/s und δ^*/a = o,34 . Die Kurven für den Realteil weichen zwar etwas voneinander ab, die Abweichung ist aber - verglichen mit anderen Streuungen der Meßwerte - geringfügig. Beim Imaginärteil ist die Massenabnahme nahezu gleich groß, wenn man berücksichtigt, daß der Massenanteil der Endkorrektur bei ruhender Luft für zwei Öffnungen größer als für die Einzelöffnung war. Als einzige Ausnahme ist festzuhalten, daß sich ab S^{-1} = 1o für die quer zur Strömung stehenden Öffnungen beim Imaginärteil eine starke Abnahme zeigt - im Gegensatz zu den beiden anderen Kurven.

Aus der Ähnlichkeit der Kurvenverläufe bis S^{-1} = 1o kann man schließen, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit bei einem Abstand von 8 mm zwischen den beiden Öffnungen keine Wechselwirkung durch die Überströmung hervorgerufen wurde und zwar sowohl bei Anordnung der Öffnungen parallel als auch senkrecht zur Strömungsrichtung.

6.3.3. Neun benachbarte Öffnungen

Um mit der vorhandenen Apparatur auch - soweit wie möglich - das Verhalten der akustischen Impedanz einer perforierten Platte bei Überströmung untersuchen zu können, wurden 9 Lö-

cher in die auswechselbare Abschlußscheibe des Meßrohres B gebohrt. Der Durchmesser betrug wieder 4 mm (σ = o,36, die übrigen Maße siehe Tabelle 1). Bei ruhender Luft ergab sich für den Imaginärteil der Endkorrektur einer einzelnen Öffnung wieder ein Wert größer als X_o, nämlich frequenzabhängig zwischen 3,3 X_o und 2,2 X_o. Die bei Überströmung gemessenen Kurven werden wieder mit der der Einzelöffnung verglichen. In Abb. 19 ist als Beispiel die Messung für U = 69,8 m/s, δ^*/a = o,34 dargestellt. Beim Realteil treten im Spiralbereich Unterschiede auf. Dagegen sind die Abweichungen zwischen den quasistationären Geraden ab $S^{-1} > 9$ nicht sehr groß.

Beim Imaginärteil wurden für kleine S^{-1} Werte bis 3,5 X_o gemessen. Dann verlaufen die Kurven ähnlich wie bei 2 Öffnungen etwa im gleichen Abstand zueinander. Ab $S^{-1} > 14$ nimmt der Massenanteil der Endkorrektur von einer der 9 Öffnungen stark gegenüber dem der Einzelöffnung ab. Bei $S^{-1} \approx 22$ wird ein Wert von $-4X_o$ erreicht. Es könnte sein, daß sich hier das unterschiedliche Verhalten der Endkorrektur der 4 mm-Öffnung und der Endkorrektur des Meßrohres B (Durchmesser 2o mm) bei Überströmung bemerkbar macht. Die Meßergebnisse für die anderen Überströmungsgeschwindigkeiten sehen ähnlich aus.

6.3.4. Öffnung mit abgerundeten Kanten

Bei der Untersuchung der Einzelöffnung stand die Frage nach der Abhängigkeit der Öffnungsimpedanz von der Grenzschichtdicke im Vordergrund. Als letztes sollte nun noch festgestellt werden, wie groß im Vergleich dazu die Änderungen sind, die durch verschiedene Bearbeitung der Öffnung, z.B. durch Abrunden der Öffnungsoberkante auftreten.

Während alle bisher erwähnten Öffnungen stets scharfkantig waren, wurde eine der Öffnungen (Durchmesser 4 mm, Länge 4 mm) an der Oberkante stark abgerundet (Rundungsradius 1 mm, siehe Tabelle 1). Die Berechnung der Impedanz der Endkorrektur wurde wieder so vorgenommen, als ob der Öffnungshals 4 mm lang sei, d.h. die durch die Abrundung verursachten Effekte stecken in der Impedanz der Endkorrektur. Demzufolge wurden bei ruhender Luft nur Werte zwischen o,5 X_o und o,8 X_o für den Massenanteil gemessen. In Abb. 2o sind wieder die Ergebnisse der bei U = 69,8 m/s und δ^*/a = o,34 durchgeführten Messungen dargestellt.

Durch Abrunden wird der Anstieg der Geraden im quasistationären Bereich flacher (A ≈ o,6 für die scharfkantige Öffnung, A ≈ o,4 für die abgerundete Öffnung). Daß A fast um die Hälfte abgenommen hat, ist aber wohl nicht so zu deuten, daß durch Abrunden der Einfluß der Strömung auf die strömungsseitige Endkorrektur nahezu verschwunden wäre.

Im Spiralbereich sind die Werte für die abgerundete Öffnung ebenfalls kleiner. Wie bei ruhender Luft ist auch bei Überströmung der Massenanteil der Öffnungsimpedanz kleiner. Dies gilt allerdings nur für den Bereich der Spirale, ab S^{-1} = 3 sind beide Kurvenverläufe in etwa gleich, d.h. auf den Imaginärteil hat die Abrundung keinen so großen Einfluß. Es ist also festzustellen, daß das Abrunden der strömungsseitigen Öffnungskante den Realteil der Impedanz stark beeinflußt. Um z.B. bei Meßrohr A eine ähnliche Abnahme von A ≈ o,6 auf A ≈ o,4 zu erzielen, hätte die Grenzschichtdicke dort um 5o % zunehmen müssen.

6.4. Vergleich zwischen beiden Meßanordnungen

Zum Schluß sollen noch die mit Meßanordnung B gewonnenen Meßergebnisse mit denen von Meßanordnung A verglichen werden.

Für den Realteil kann festgestellt werden, daß bei konstanter Grenzschichtdicke die Steigung des geraden Kurventeils unabhängig war von der Länge der Öffnung (4 mm oder 1 mm) oder von der Anzahl der Öffnungen. Große Unterschiede für die Steigung A traten dagegen bei Abrundung der Kanten auf bzw. zwischen den Meßergebnissen von beiden Meßrohren. In Abb. 21 sind nochmals die mit dem langen Rohr gemessenen Werte $A = f(\delta^*/a)$ aufgetragen. Dazu eingetragen sind die A aus akustischen und Gleichströmungsmessungen für verschieden lange Öffnungen, für 2 oder 9 Öffnungen und für die abgerundete Öffnung. Die Unterschiede zwischen den Meßergebnissen mit beiden Anordnungen sind größer als durch Meßungenauigkeit erklärbar wäre. Die A für die abgerundete Öffnung sind dabei im Zusammenhang mit den Resultaten von Meßrohr B zu sehen. (Daß sie hier mit denen für Meßanordnung A übereinstimmen, ist wohl rein zufällig.) Da also alle mit Meßrohr B bestimmten A (sowohl die akustischen als auch die statischen) sich von den mit Meßrohr A gemessenen unterscheiden, muß angenommen werden, daß der hinter der Öffnung sich befindende Hohlraum dafür verantwortlich ist. Anders als beim Imaginärteil spielt es offensichtlich keine Rolle, ob die Öffnung 4 mm oder 1 mm lang ist.

Zum Vergleich wurden noch einmal die in [15] mit Gleichströmungsmessungen erhaltenen A betrachtet. Dort wurde in einem Kanal mit starken Druckgradienten bei drei verschiedenen laminaren Grenzschichten gemessen. Ebenso wie bei den hier durchgeführten Messungen, bei denen nur die Grenzschichtdicke

verändert wurde, liegen die A recht gut auf einer Kurve (Abb. 22a). Es zeigt sich, daß die A aus [15] mit denen der jetzigen Messungen mit Meßrohr A gut übereinstimmen, obwohl sich bei den Messungen aus [15] hinter der Öffnung ein Hohlraum von 8o cm^3 befand. Dies scheint darauf hinzudeuten, daß der bei [15] vorhandene starke Druckgradient über den Formparameter auf die A Einfluß hat. Weitere Aussagen können leider nicht gemacht werden, da bei den Messungen aus [15] das Grenzschichtprofil nicht so genau wie bei den jetzigen Messungen ausgewertet wurde.

Seinerzeit wurden auch bei derselben Grenzschichtdicke Messungen mit verschiedenen Öffnungsradien (Länge der Öffnung 4 mm, nur die 7 mm-Öffnung war 9,8 mm lang) durchgeführt. Als Ergebnis ist in Abb. 22b zu sehen, daß sich die $A = f(\delta^*/a)$ Kurven mit abnehmendem Öffnungsradius nach rechts verschieben. Das sich dabei ändernde Verhältnis von Öffnungslänge zu Öffnungsradius scheint nicht die Ursache zu sein, da die Meßwerte für die 7 mm-Öffnung ($l/a = 2,8$) und die 3 mm-Öffnung ($l/a = 2,67$) deutlich auseinanderliegen.

Für den Imaginärteil liegen nicht so viele Daten zum Vergleich zwischen verschiedenen Meßanordnungen vor. Im Gegensatz zum Realteil treten Unterschiede nicht nur zwischen beiden Meßapparaturen, sondern auch für verschieden lange Öffnungen auf. Bei 2 oder 9 Öffnungen nebeneinander war die Abweichung allerdings nicht so groß.

7. Schlußfolgerung

7.1. Meßergebnisse

Um zu allgemeinen Aussagen über das Verhalten der akustischen Impedanz von Öffnungen bei Überströmung zu kommen, ist es erforderlich, jeweils die Messungen miteinander zu vergleichen, bei denen nur einer der verschiedenen Parameter geändert wurde.

Zunächst lassen sich folgende Feststellungen machen, die für alle bei konstanter Grenzschichtdicke gemessenen Impedanzkurven Gültigkeit haben. In der komplexen Ebene durchläuft die Impedanz der Endkorrektur bei Überströmung mit abnehmender Frequenz zunächst eine Spirale und mündet dann in den sogenannten quasistationären Bereich (Strouhalzahl geht gegen Null) ein. Dort läßt sich der normierte Realteil in Abhängigkeit von der reziproken Strouhalzahl S^{-1} als Gerade beschreiben (d.h. der mit ρc normierte Realteil geht gegen eine Konstante). Die Steigung A dieser Geraden läßt sich auch aus dem geeignet normierten Gleichströmungswiderstand der Öffnung ermitteln.

Verändert man die Grenzschichtdicke über der Öffnung, so stellt sich heraus, daß sich die Steigung der Geraden für den Realteil am besten in Abhängigkeit vom Verhältnis Verdrängungsdicke δ^* zu Öffnungsradius a darstellen läßt. Der Fomparameter H der Grenzschichtprofile hat dagegen nur einen kleinen Einfluß. D.h., es bestehen keine großen Unterschiede zwischen der bei laminarem oder turbulentem Grenzschichtprofil gemessenen Steigung des Realteils, vorausgesetzt die Verdrängungsdicke δ^* ist dieselbe. Für $\delta^*/a < 0{,}3$ nimmt A stark zu. (4 mm-Öffnung).

Im selben Bereich ändert sich auch der Verlauf der Kurven des normierten Imaginärteiles in Abhängigkeit von S^{-1}. Für dünne Grenzschichten nimmt der Imaginärteil solange ab, bis er für große S^{-1} einen konstanten Wert von ca. $-0{,}5\ X_o$ erreicht, d.h. in der komplexen Ebene geht die Impedanzkurve in eine Parallele zur reellen Achse über. Mit dicker werdender Grenzschicht bildet sich dahingegen im Bereich $S^{-1} \approx 1o$ ein zweites Maximum aus. Der Imaginärteil bleibt dabei positiv. Für sehr große S^{-1} wird bei allen Messungen eine weitere Abnahme des Massenanteils der Impedanz beobachtet. Die hier geschilderten Zusammenhänge treten besonders deutlich zutage, wenn der Öffnungshals sehr lang ist (Apparatur A).

Für den Fall, daß die Öffnung nicht mehr von einem Rohr konstanten Durchmessers gebildet wird, sondern nach 4 bzw. 1 mm in ein weites Rohr mündet, treten Änderungen auf, obwohl alle sonstigen Parameter insbesondere die Grenzschichtdicke unverändert bleiben. Die Steigung der Geraden für den Realteil ändert sich zwar zwischen der 4 mm und der 1 mm langen Öffnung kaum, beide unterscheiden sich aber deutlich gegenüber der mit dem langen Rohr gemessenen. Für den Imaginärteil gilt, daß bereits zwischen der 4 mm und der 1 mm langen Öffnung deutliche Abweichungen auftreten. Beide Kurven verlaufen auch anders als die mit dem langen Rohr gemessene.

Münden, wieder bei derselben Grenzschichtdicke, mehrere Öffnungen in das weite Rohr, so ist bei diesen Messungen die Steigung des Realteiles der Impedanz der Endkorrektur (bezogen auf eine der Öffnungen) ungefähr dieselbe wie bei der Einzelöffnung. Für die Imaginärteilkurven ergeben sich erst bei größeren reziproken Strouhalzahlen Änderungen gegenüber der Einzelöffnung.

Starkes Abrunden der Öffnungskanten verringert die Steigung der Geraden im quasistationären Bereich. Der Imaginärteil wird nicht so stark beeinflußt.

Mißt man bei unverändertem Einbau im Kanal den Gleichströmungswiderstand für verschiedene Öffnungsradien, so verschiebt sich die oben erwähnte Kurve, die die Abhängigkeit der Steigung des Realteiles bzw. des geeignet normierten Gleichströmungswiderstandes von δ^*/a wiedergibt, für kleinere Radien zu größeren δ^*/a. Diese experimentellen Feststellungen lassen sich wie folgt einordnen:

Bei den Messungen mit der langen Öffnung (Meßanordnung A) wurde der Einfluß der Strömung auf die Impedanz der äußeren Endkorrektur gemessen. Wegen der hier durchgeführten Auswertung mit dem Reflexionsfaktor in der Ebene der Öffnungsoberkante tragen allerdings auch noch Vorgänge, die sich im Öffnungshals nahe der Mündung abspielen, zur Impedanz der Endkorrektur bei.

Befindet sich dagegen hinter der Öffnung wie bei Meßanordnung B ein Hohlraum, so werden zusätzliche Abhängigkeiten der Impedanz von den Vorgängen im Inneren des Hohlraumes bei der Auswertung miterfaßt. Für den Realteil der Impedanz im quasistationären Bereich und den Gleichströmungswiderstand sind die Änderungen gegenüber Meßanordnung A gleich groß. Sie sind unabhängig von der Länge der Öffnung bei einem Verhältnis von Länge der Öffnung zu Öffnungsradius zwischen o,5 und 2. Der Verlauf des Imaginärteils mit S^{-1} ändert sich nicht nur durch das Vorhandensein eines Hohlraumes hinter der Öffnung, sondern auch bei unterschiedlich langen Öffnungen.

7.2. Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie

Ein Vergleich der Meßergebnisse mit den verschiedenen theoretischen Ansätzen kann sich leider nur auf qualitative Aussagen beschränken, da die in der Einleitung aufgeführten Theorien meistens Parameter enthalten, die sich durch Messungen nur schwer bestimmen lassen. Ob die für die Modelle der überströmten Öffnung gemachten Annahmen richtig sind, läßt sich daher besser durch die bereits erwähnten Experimente zur Sichtbarmachung der Strömung über der Öffnung feststellen.

Das Modell von Ronneberger [14], das für den Fall kleiner δ^*/a-Verhältnisse entwickelt wurde, gibt, wie bereits seine Messungen zeigten, den qualitativen Verlauf der Impedanzkurve mit Spirale und quasistationärem Bereich (linearer Anstieg des Realteiles mit S^{-1}, konstanter Imaginärteil) für dünne Grenzschichten richtig wieder. Inzwischen wurden auch durch die visuelle Beobachtung der Strömung über der Öffnung [2o] die wichtigsten dabei gemachten Annahmen bestätigt. Dieses Modell erfaßt nur die Vorgänge, die auf die Wechselwirkungen zwischen Scherschicht und Schall im Mündungsbereich der Öffnung zurückgehen. Daher ist nach dem in Abschnitt 7.1 Gesagten der Vergleich mit der Meßanordnung mit dem langen Rohr angebracht. Für dünne Grenzschichten findet man wieder gute qualitative Übereinstimmung. Nur bei großen reziproken Strouhalzahlen bleibt bei den Messungen der Imaginärteil nicht mehr konstant, sondern nimmt weiter ab. Die Frage, welche Ursache diese weitere Abnahme hat, muß offen bleiben. Denn für die Impedanz der Endkorrektur sollte die zeitliche Verzögerung zwischen Schalldruck und Schallschnelle über der Öffnung nicht wesentlich größer sein, als die Zeit, die ein Luftteilchem zum Überqueren der Öffnung benötigt. Daraus folgt, daß - bei weiterhin mit S^{-1} linear zunehmendem Realteil - der Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur eigentlich nicht weiter abnehmen darf.

Bei den für das oben erwähnte Modell gemachten Annahmen kann eine Erklärung für das bei dickeren Grenzschichten auftretende 2. Maximum des Imaginärteils nicht erwartet werden.

Die Unterschiede zwischen Gleichströmungsmessungen für Öffnungen mit verschiedenen Radien könnten sich wie folgt erklären lassen: Nach dem Ablösen von der Vorderkante der Öffnung wandelt sich das Plattengrenzschichtprofil in ein Scherschichtprofil um. Es ist zu erwarten, daß der Prozeß der Umwandlung der Scherschicht je nach Reynoldszahl (mit der Impulsverlustdicke gebildet) unterschiedliche Wegstrecken braucht. Derartige Unterschiede im wandnahen Bereich der Grenzschichtprofile haben aber einen Einfluß auf die Eigenschaften der Öffnungsimpedanz.

Als nächstes ist eine Ursache der Abweichungen zwischen den beiden Meßanordnungen zu suchen. Zum einen ist es denkbar, daß die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen in der Öffnung von der hinter der Öffnung befindlichen Impedanz (- je nach Volumen ergibt sich eine unterschiedlich große Federung -) abhängen. Eine andere Erklärungsmöglichkeit ist, ähnlich wie Mungur [21] anzunehmen, daß im Hohlraum ein durch die Überströmung angeregter Wirbel umläuft. Dieser könnte z.B. durch tangentiale Überströmung der inneren Endkorrektur ähnliche Effekte wie bei der äußeren Endkorrektur bewirken.

Die hier angebotenen Möglichkeiten sind aber leider nicht in der Lage, widerspruchsfrei die experimentell gefundenen Unterschiede zwischen den beiden Meßanordnungen, sowie den verschieden langen Öffnungen zu erklären.

Um nicht zu sehr ins Spekulative zu verfallen und um eine gesicherte Basis für weitere theoretische Überlegungen zu erhalten, erscheint es daher sinnvoll, bei weiteren Untersuchun-

gen, die die Frage nach den Wechselwirkungen zwischen der Scherschicht über einer Öffnung (z.B. in einem Helmholtz-resonator) und der Schnelle durch die Öffnung zum Inhalt haben, die Messung der akustischen Impedanz der Öffnung mit der Sichtbarmachung der Strömung über der Öffnung und im Hohlraum zu kombinieren. Auf diese Weise ließen sich dann bei der Messung der Impedanz auftretende Effekte direkt mit Einflüssen der Überströmung verbinden. Visuelle Beobachtung und gleichzeitige akustische Messung dürften allerdings, besonders bei turbulenter Strömung, experimentell nicht einfach sein.

Danksagung

Dem Direktor des Dritten Physikalischen Instituts der Universität Göttingen, Herrn Prof. Dr. M.R. Schroeder, danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv.-Doz. Dr. D. Ronneberger für viele wertvolle Hinweise. Mit ihm konnte ich oft ausführliche Diskussionen über meine Arbeit führen.

Allen Mitgliedern des Dritten Physikalischen Instituts, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit mit Rat und Tat unterstützten, bin ich sehr dankbar.

Die Auswertung der Meßergebnisse wurde auf einer Rechenanlage H 632 durchgeführt, die dem Dritten Physikalischen Institut von der Stiftung Volkswagenwerk zur Verfügung gestellt wurde.

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen ihres Schwerpunktes "Geräuschentstehung - Geräuschdämpfung" unterstützt.

Literatur

[1] U. Ingard — On the radiation of sound into a circular tube, with an application to resonators, J. Acoust. Soc. Am. 2o, 665 (1948)

[2] R.H. Bolt, S. Labate and U. Ingard — The acoustic reactance of small circular orifices, J. Acoust. Soc. Am. 21, 94 (1949)

[3] G.B. Thurston — Periodic fluid flow through circular tubes, J. Acoust. Soc. Am. 24, 653 (1952)

[4] G.B. Thurston, C.E. Martin — Periodic fluid flow through circular orifices, J. Acoust. Soc. Am. 25, 26 (1953)

[5] A.W. Nolle — Small-signal impedance of short tubes, J. Acoust. Soc. Am. 25, 32 (1953)

[6] G.B. Thurston J.K. Wood — End corrections for a concentric circular orifice in a circular tube, J. Acoust. Soc. Am. 25, 861 (1953)

[7] U. Ingard — On the theory and design of acoustic resonators, J. Acoust. Soc. Am. 25, 1o37 (1953)

[8] U. Ingard and S. Labate — Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices, J. Acoust. Soc. Am. 22, 211 (195o)

[9] G.B. Thurston L.E. Hargrove B.D. Cook — Nonlinear properties of circular orifices, J. Acoust. Soc. Am. 29, 992 (1957)

[1o] U. Ingard and H. Ising — Acoustic nonlinearity of an orifice, J. Acoust. Soc. Am. 42, 6 (1967), J. Acoust. Soc. Am. 44, 1155 (1968), (Letter)

[11] T.H. Melling — The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels, J. Sound Vib. 29, 1 (1973)

[12] E. Feder and L.W. Dean — Analytical and experimental studies for predicting noise attenuation in acoustically treated ducts for turbofan engines, NASA CR-1373 (1969)

[13] J.F. Groeneweg — Current understanding of Helmholtz resonator arrays as duct boundary conditions, NASA SP-2o7, 357 (1969)

[14] D. Ronneberger — The acoustical impedance of holes in the wall of flow ducts, J. Sound Vib. 24, 133 (1972)

[15] J. Kompenhans, D. Ronneberger — Experiments concerning the flow dependent acoustic properties of perforated plates, AGARD Conference Proceedings No.131, Ref. 15 (1973)

[16] P.D. Dean — An in situ method of wall acoustic impedance measurements in flow ducts, J. Sound Vib. 34, 97 (1974)

[17] M. Budoff and W.E. Zorumski — Flow resistance of perforated plates in tangential flow, NASA TM X-2361 (1971)

[18] T. Rogers and A.S. Hersh — The effect of grazing flow on the steady state resistance of square-edged orifices, AIAA 2nd Aero-Acoustics Conference, Paper 75-493, (1975)

[19] K.J. Baumeister, E.J. Rice — Visual study of the effect of grazing flow on the oscillatory flow in a resonator orifice, NASA TM X-3288 (1975)

[2o] D. Pohle — Visuelle Untersuchung der akustischen Strömung in der Nähe einer überströmten Öffnung, Staatsexamensarbeit, Drittes Physikalisches Institut, Göttingen (1976)

[21] P. Mungur and J.L. Whitesides — Influence of grazing flow on duct wall normal impedances, AIAA 2nd Aero-Acoustics Conference, Paper 75-494 (1975)

[22] E.J. Rice — A model for the pressure excitation spectrum and acoustic impedance of sound absorbers in the presence of grazing flow, AIAA Aero-Acoustics Conference, Paper 73-995 (1973)

[23] I.B. Crandall — Theory of vibrating systems and sound, D. van Nostrand, New York (1926)

[24] H. Tijdeman — On the propagation of sound waves in cylindrical tubes, J. Sound Vib. 39, 1 (1975)

[25] A.S. Hersh and T. Rogers — Fluid mechanical model of the acoustic impedance of small orifices, AIAA 2nd Aero-Acoustics Conference, Paper 75-495 (1975)

[26] E.J. Rice — A theoretical study of the acoustic impedance of orifices in the presence of a steady grazing flow, NASA TM X-719o3 (1976)

[27] W. Möhring — On flows with vortex sheets and solid plates, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen, Bericht 128 (1973)

[28] D. Ronneberger — Genaue Messung der Schalldämpfung und der Phasengeschwindigkeit in durchströmten Rohren im Hinblick auf die Wechselwirkung zwischen Schall und Turbulenz, Habilitationsschrift, Math. Nat. Fakultät, Universität Göttingen (1975)

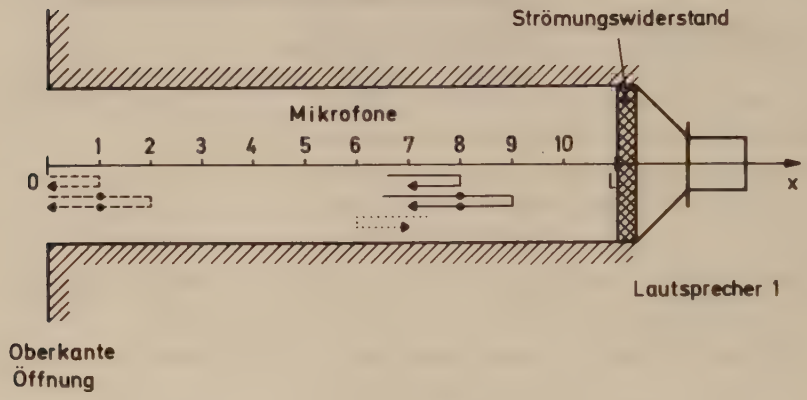
[29] L. Cremer — Über die akustische Grenzschicht von starren Wänden, Archiv d. elektr. Übertr. 2, 136 (1948)

[3o] V.A. Fok — Dokl. Akad. Nauk SSSR 31, 9 (1941) in:
S.N. Rschevkin — A course of lectures on the theory of sound, Pergamon Press, London (1963)

[31] Schlichting — Grenzschichttheorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1958

Anhang

Verhältnis der Schalldrucke von hin- und rücklaufender Welle an den einzelnen Mikrofonen im Meßrohr



r	Reflexionsfaktor am Mikrofon
q	Reflexionsfaktor am Strömungswiderstand
d	Durchlaßfaktor am Mikrofon
N	Anzahl der Mikrofone
x_n	Ort des n-ten Mikrofons von der Oberkante aus gerechnet
r_{Ek}	Reflexionsfaktor in der Ebene der Oberkante der Öffnung

1. Schalleinstrahlung von Lautsprecher 1

1.1. Der Einfluß der Mikrofone wird nicht berücksichtigt

bei x gilt:

$$p_1(x) = \hat{p}_{1+}\, e^{-ikx} + \hat{p}_{1-}\, e^{ikx}$$

bei $x_o = 0$ gilt:

$$\hat{p}_{1+} = r_{Ek}\, \hat{p}_{1-}$$

daraus folgt:

$$p_1(x) = \hat{p}_{1-} \left(r_{Ek}\, e^{-ikx} + e^{ikx} \right)$$

1.2. Der Einfluß der Mikrofone auf den Schalldruck an der Öffnungskante wird berücksichtigt

Die Reflexionsfaktoren für die Mikrofone sind sehr klein. Man braucht daher nur die ersten Reflexionen an den Mikrofonen zu berücksichtigen.

Betrachtet man die gestrichelt gezeichneten Reflexionen, so ergibt sich anstelle des Schalldruckes $\hat{p}_{1+}$ bei $x_o = 0$ für die hinlaufende Welle ein Schalldruck von:

$$p'_{1+} = \hat{p}_{1+} \left(1 + r \sum_{n=1}^{N} d^{2(n-1)}\, e^{-2ikx_n} \right) = r_{Ek}\, \hat{p}_{1-}$$

mit

$$F_R = \left(1 + r \sum_{n=1}^{N} d^{2(n-1)}\, e^{-2ikx_n} \right)^{-1}$$

gilt

$$p_1(x) = \hat{p}_{1-} \left(r_{Ek}\, F_R\, e^{-ikx} + e^{ikx} \right)$$

1.3. Der Einfluß der N-1 Mikrofone auf den Schalldruck am n-ten Mikrofon

Am n-ten Mikrofon gilt:

$$p_1(x_n) = \hat{p}_{1-}\Big[r_{Ek}\, F_R\, e^{-ikx_n}\, d^n\Big(1+r\sum_{\nu=n+1}^{N} e^{-2ik(x_\nu-x_n)}\, d^{2(\nu-n+1)}\Big)$$

(durchgezogene Linie)

$$+\quad e^{ikx_n}\, d^{(N-n+1)}\Big(1+r\sum_{\nu=1}^{n-1} e^{-2ik(x_n-x_\nu)}\, d^{2(n-\nu-1)}\Big)\Big]$$

(gepunktete Linie)

mit

$$C_n = d^n\Big(1 + r\sum_{\nu=n+1}^{N} e^{-2ik(x_\nu-x_n)}\, d^{2(\nu-n+1)}\Big)$$

und

$$D_n = d^{(N-n+1)}\Big(1 + r\sum_{\nu=1}^{n-1} e^{-2ik(x_n-x_\nu)}\, d^{2(n-\nu-1)}\Big)$$

gilt:

$$p_1(x_n) = \hat{p}_{1-}\left[r_{Ek}\, F_R \cdot C_n\, e^{-ikx_n} + D_n\, e^{ikx_n}\right]$$

2. Schalleinstrahlung von außen

2.1. Der Einfluß der Mikrofone wird nicht berücksichtigt

Bei x gilt:

$$p_2(x) = \hat{p}_{2+}\, e^{-ikx} + \hat{p}_{2-}\, e^{ikx}$$

bei x = l gilt:

$$\hat{p}_{2-}\, e^{ikl} = q\, \hat{p}_{2+}\, e^{-ikl}$$

daraus folgt:

$$p_2(x) = \hat{p}_{2+}\left(e^{-ikx} + q\, e^{-2ikl}\, e^{ikx}\right)$$

2.2. Der Einfluß der Mikrofone auf den Schalldruck am Strömungswiderstand wird berücksichtigt

mit

$$F_Q = \left(1 + r \sum_{n=1}^{N} d^{2(n-1)}\, e^{2ikx_{N-n+1}}\, e^{-2ikl}\right)^{-1}$$

erhält man nach analoger Rechnung zu 1.2.

$$p_2(x) = \hat{p}_{2+}\left(e^{-ikx} + q\, e^{-2ikl}\, F_Q\, e^{ikx}\right)$$

2.3. Der Einfluß der N-1 Mikrofone auf den Schalldruck am n-ten Mikrofon

Analog zu 1.3. erhält man

$$p_2(x_n) = \hat{p}_{2+}\left[C_n\, e^{-ikx_n} + q\, e^{-2ikl}\, F_Q \cdot D_n\, e^{ikx_n}\right]$$

Für das Schalldruckverhältnis am Ort des n-ten Mikrofons ergibt sich:

$$\frac{p_1(x_n)}{p_2(x_n)} = \frac{\hat{p}_{1-}}{\hat{p}_{2+}} \cdot \frac{r_{Ek}\, F_R\, C_n\, e^{-ikx_n} + D_n\, e^{ikx_n}}{C_n\, e^{-ikx_n} + D_n\, q\, e^{-2ikl} \cdot F_Q\, e^{ikx_n}}$$

Öffnung	Meßrohr	Länge des Meßrohrs [mm]	Durchmesser der Öffnung [mm]	Länge Öffnung [mm]	Anzahl der Öffnungen	Querschnitt	Aufsicht
1	A	110	4	110	1		
2	B	115	4	4	1		
3	B	115	4	1	1		
4a	B	115	4	4	2		
4b	B	115	4	4	2		
5	B	115	4	4	9		
6	B	115	4	4	1		

Tabelle 1: Übersicht über die untersuchten Öffnungen.

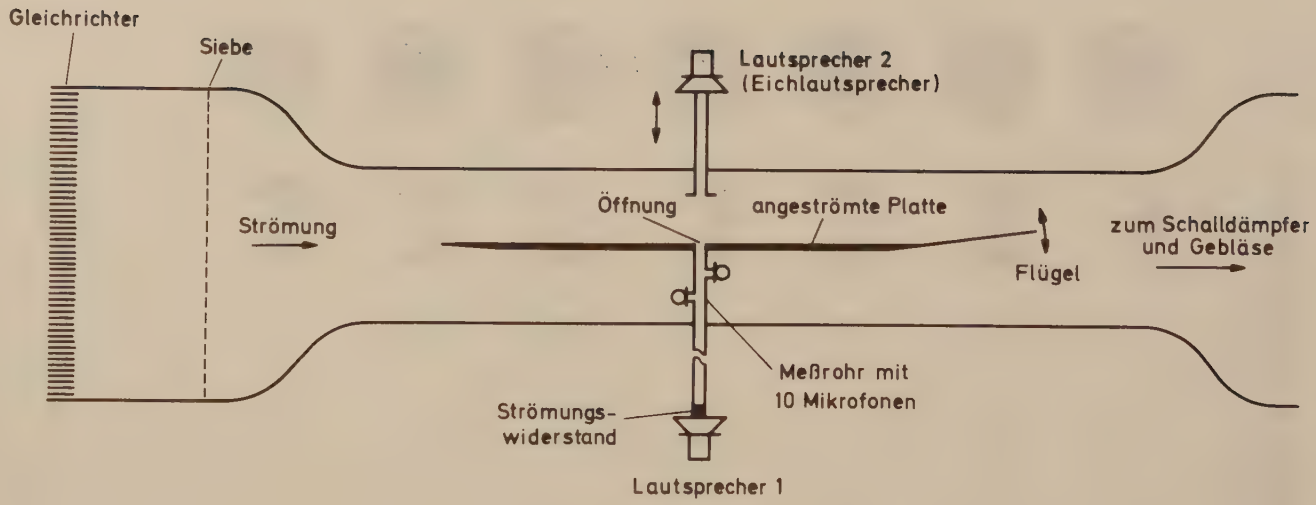


Abb. 1: Skizze der Meßanordnung (Strömungskanal).

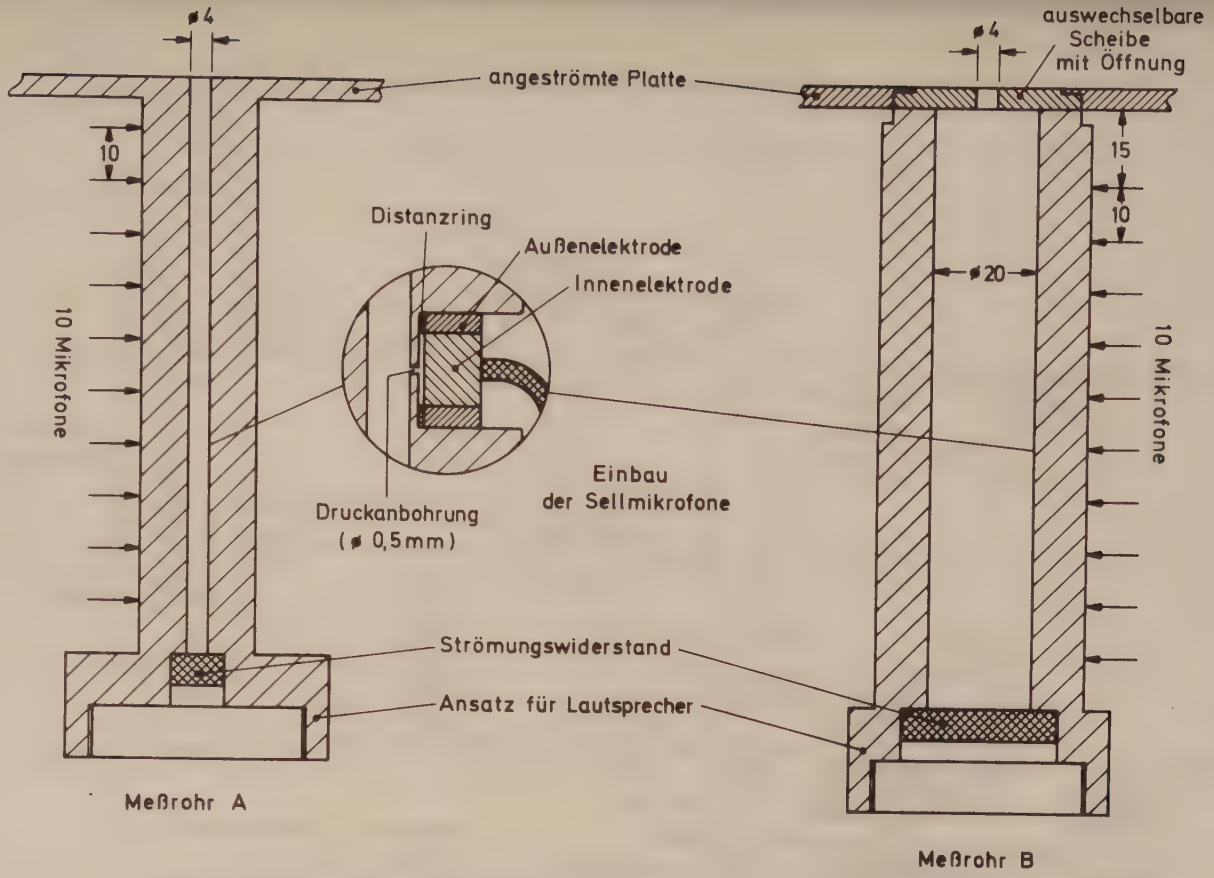


Abb. 2: Skizzen zu beiden Meßrohren und zum Einbau der Sellmikrofone.

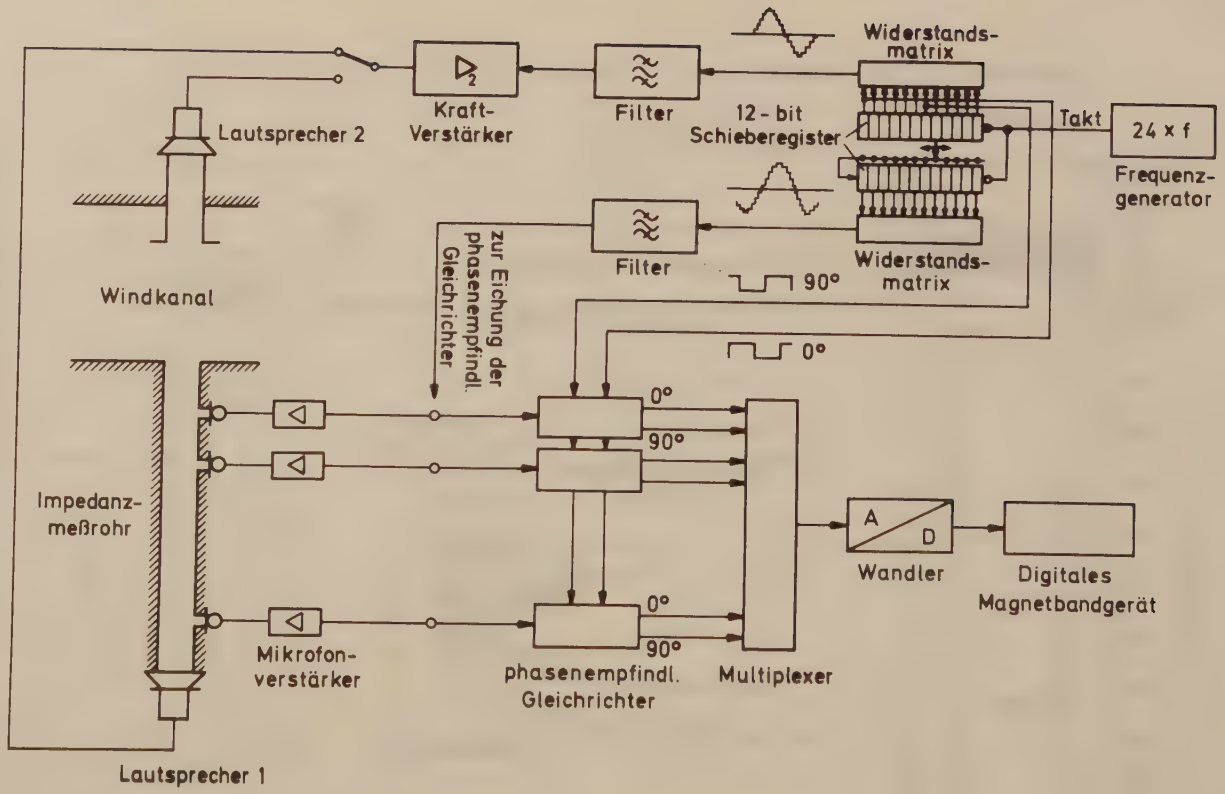


Abb. 3: Elektronischer Teil der Meßapparatur.

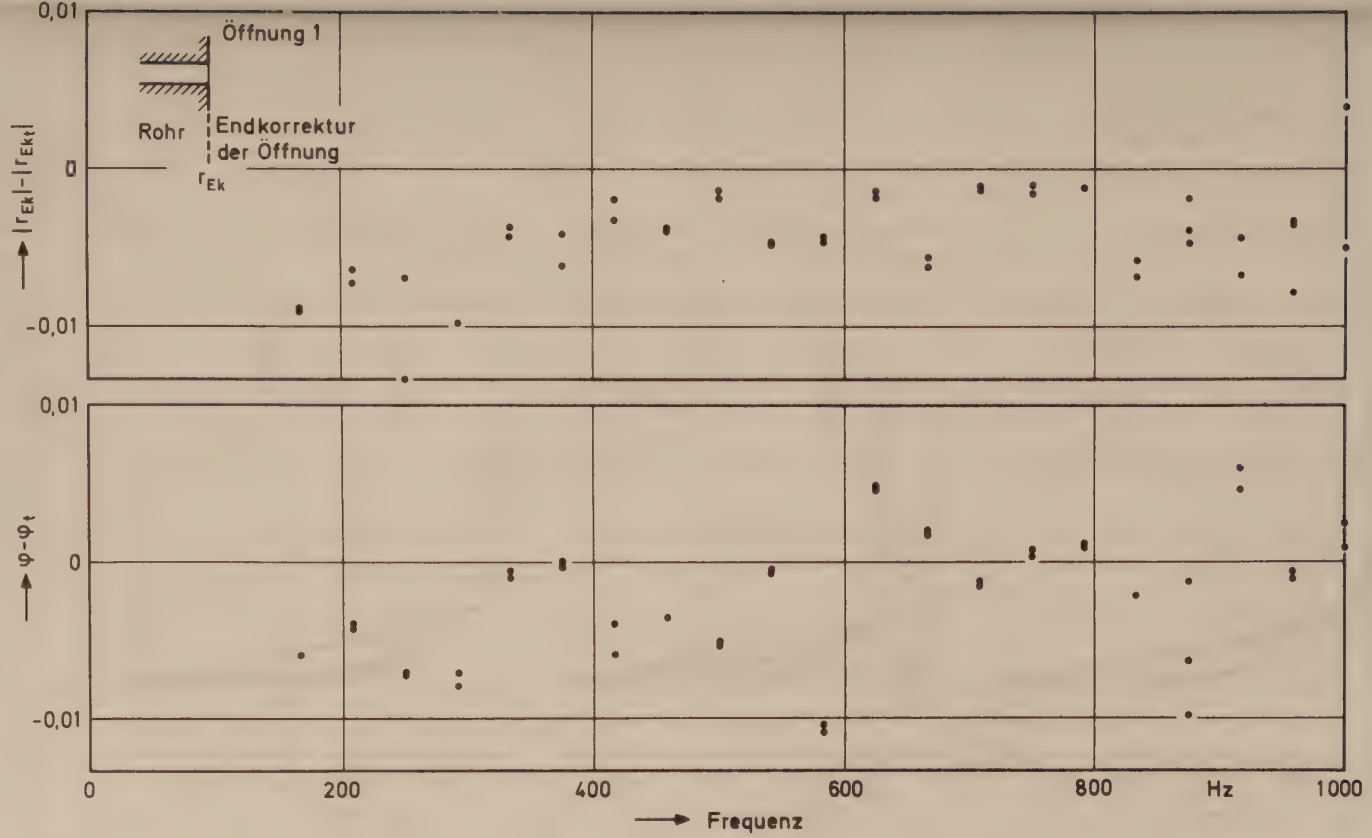


Abb. 4: Differenz zwischen gemessenem und theoretischem Reflexionsfaktor in der Ebene der Öffnungsoberkante nach Betrag und Phase (Bogenmaß), (a = 2 mm, $|r_{Ek}| \approx 1$, $\varphi \approx \pi$).

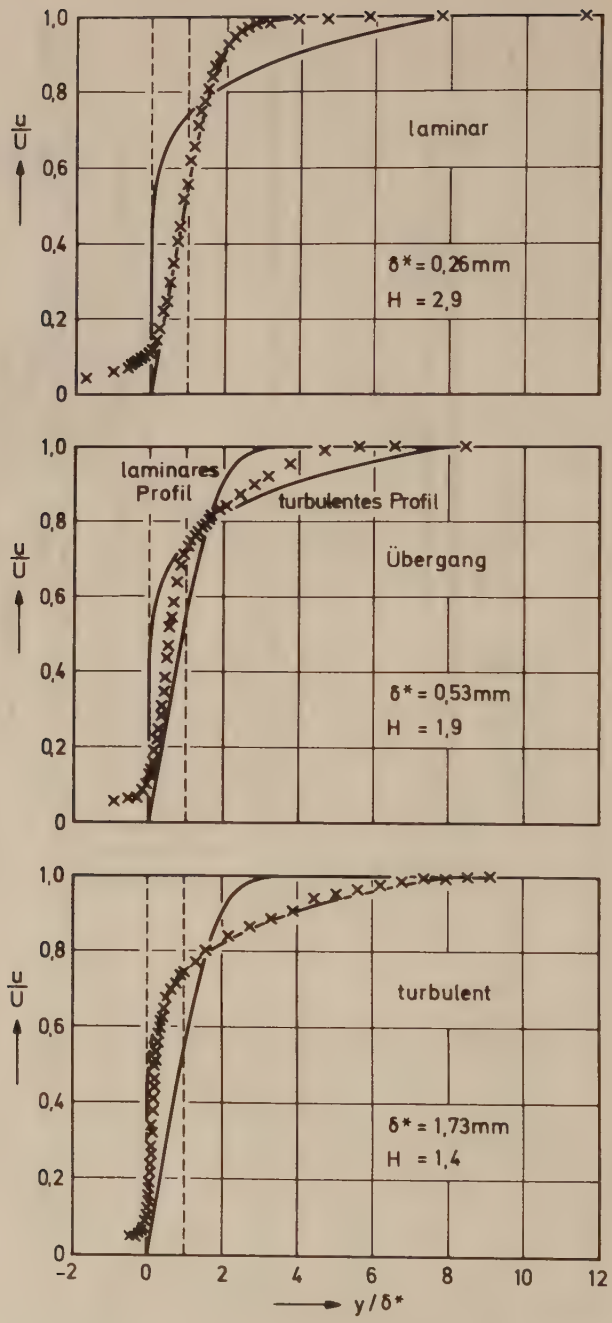


Abb. 5: Verschiedene Profile der Scherschicht über der Öffnung (U = 49,4 m/s). Zum Vergleich eingezeichnet sind die theoretischen Plattengrenzschichtprofile nach Blasius (laminar) und nach dem 1/7 Potenzgesetz (turbulent).

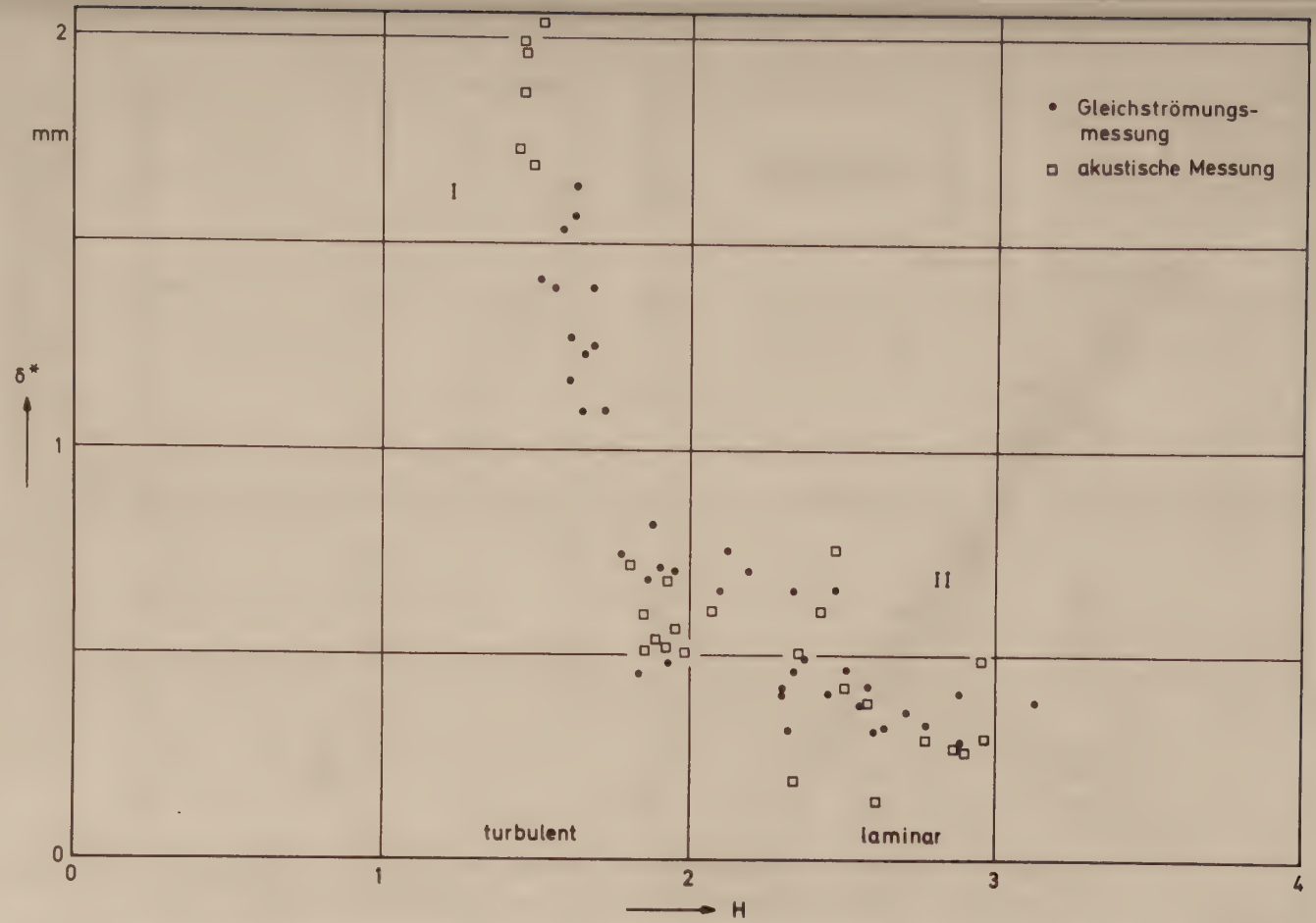


Abb. 6: Übersicht über den Formparameter H und die Grenzschichtdicke δ^* bei den Messungen.
(Für □ wurden ebenfalls Gleichströmungsmessungen durchgeführt.)

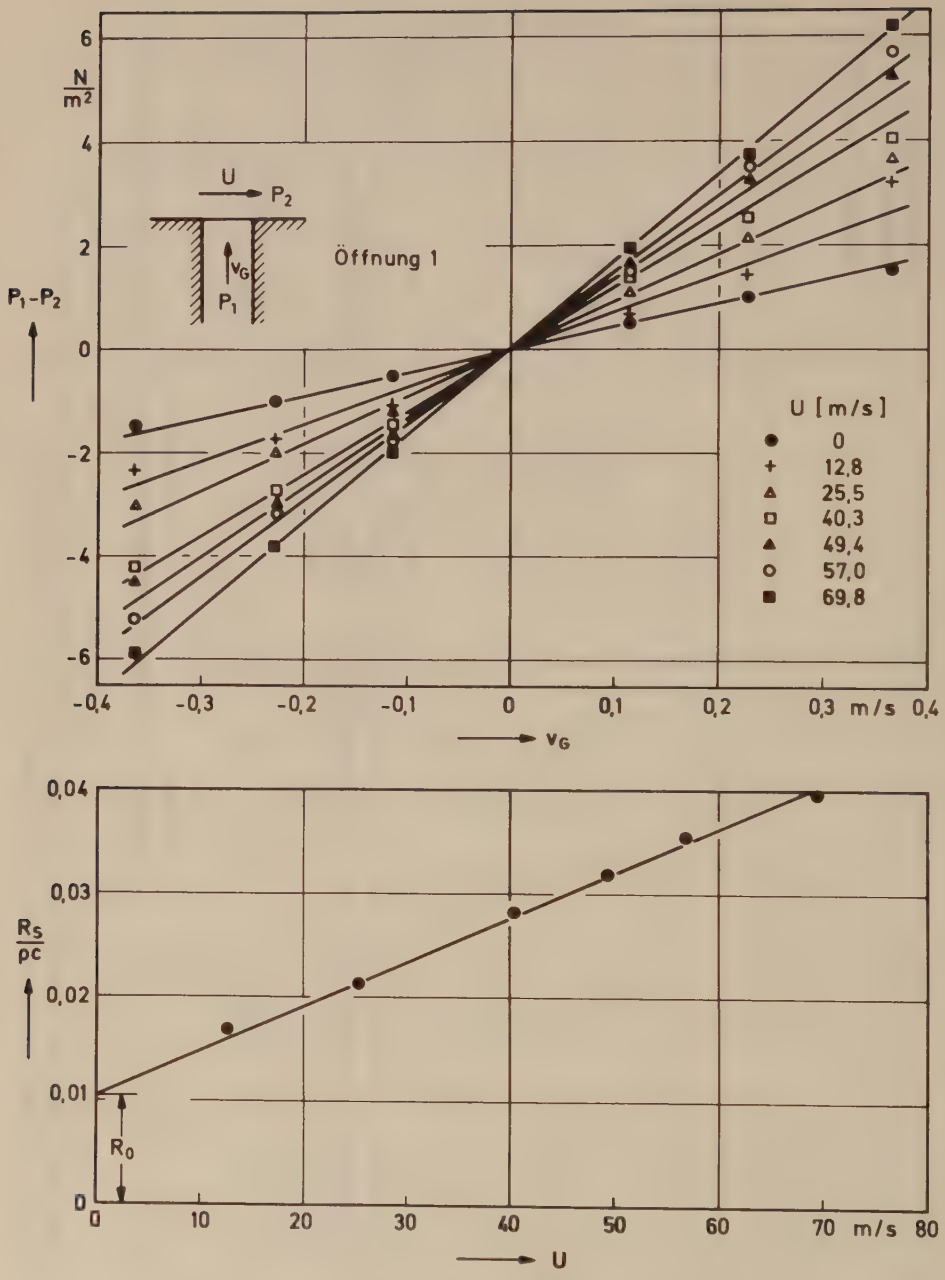


Abb. 7: a) Druckdifferenz zwischen beiden Seiten einer Öffnung (a = 2 mm) als Funktion der Durchströmungsgeschwindigkeit. Parameter ist die Überströmungsgeschwindigkeit (oben).
b) Gleichströmungswiderstand derselben Öffnung als Funktion der Überströmungsgeschwindigkeit. ($\delta^* \approx 1{,}9$ mm) (unten).

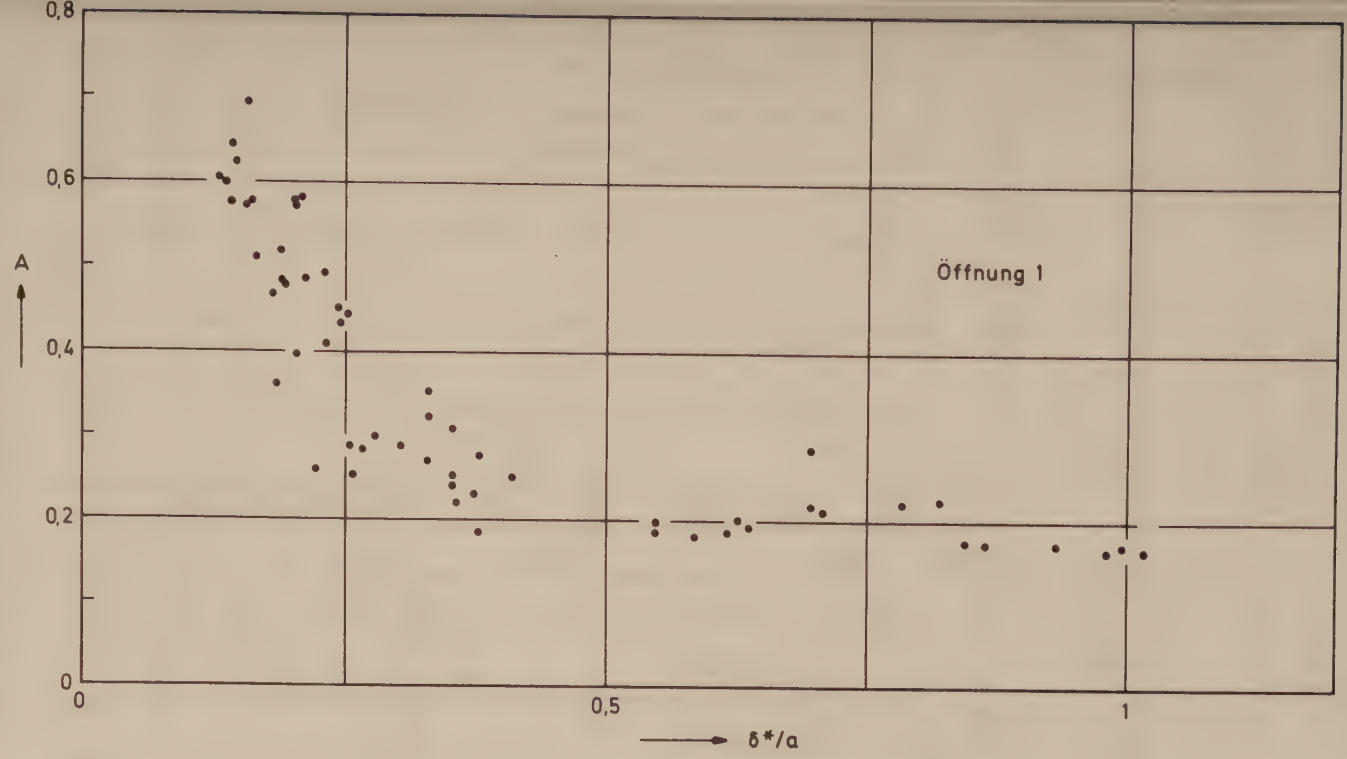


Abb. 8: Normierter Gleichströmungswiderstand A einer Öffnung (a = 2 mm, Meßanordnung A) als Funktion der Grenzschichtdicke δ^*. (Zur Normierung siehe Abschnitt 5.)

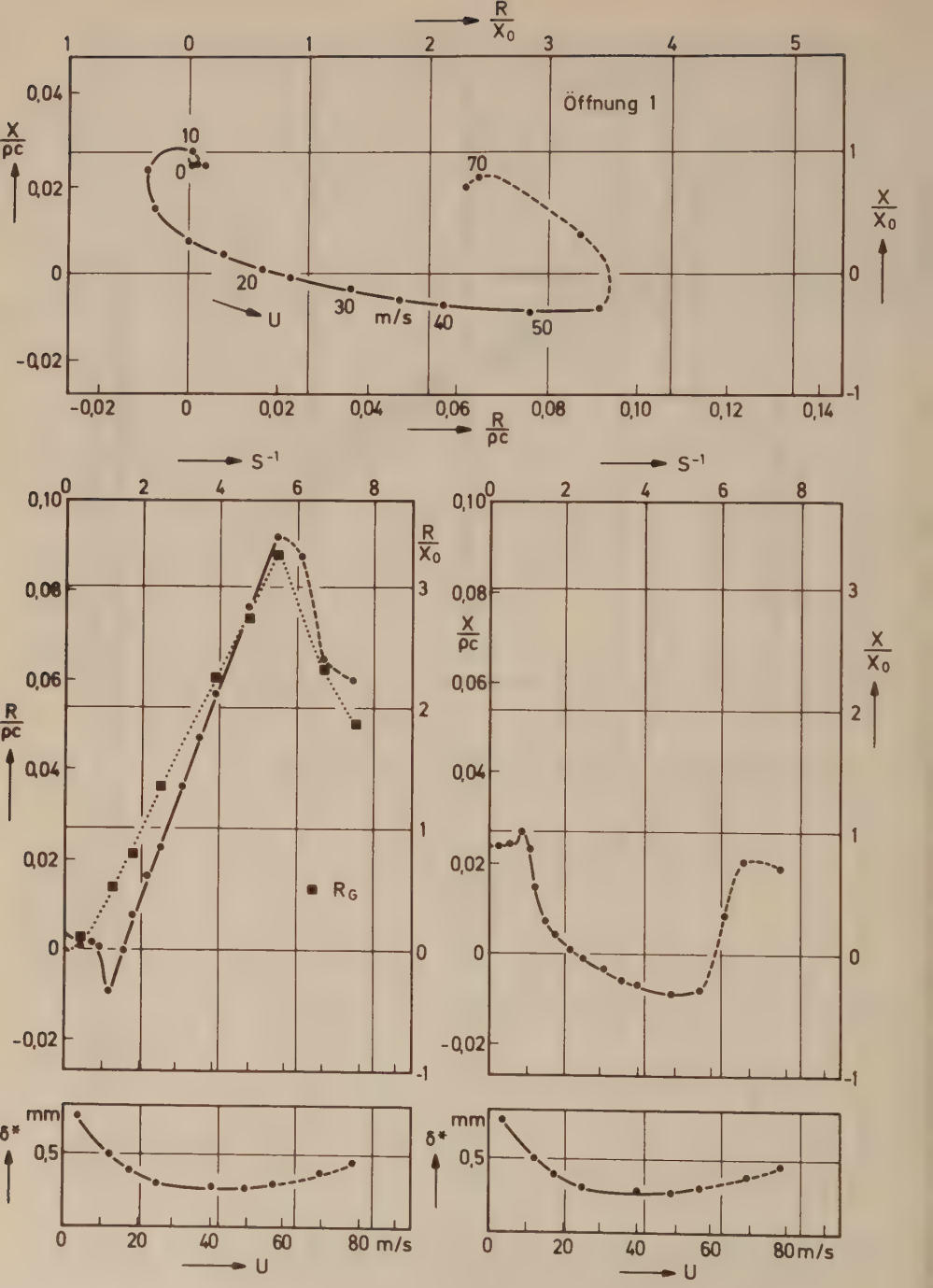


Abb. 9: Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung (a = 2 mm) als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit bei f = 833 Hz. (■ Gleichströmungswiderstand der Öffnung).

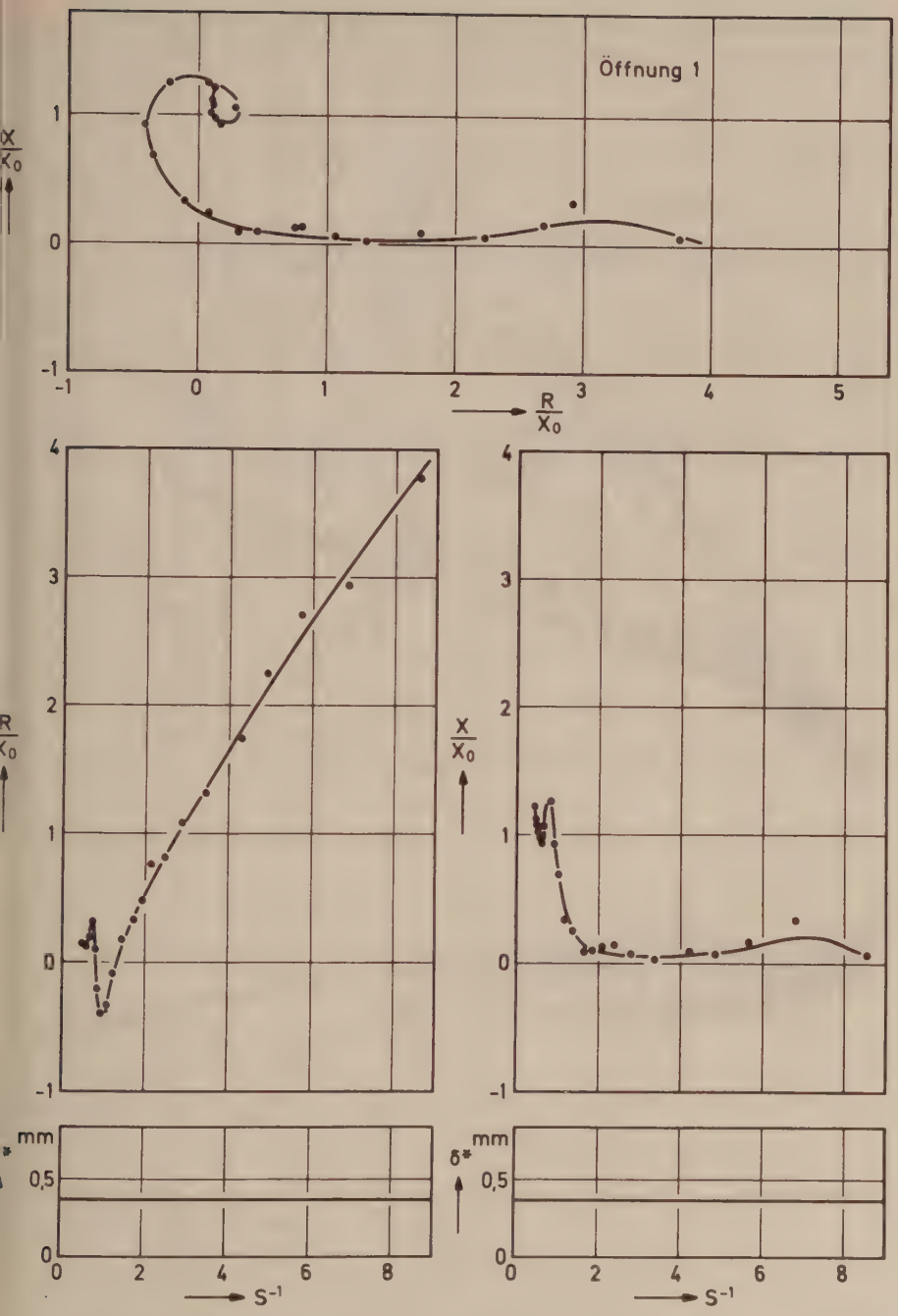


Abb. 1o: Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung (a = 2 mm) als Funktion der reziproken Strouhalzahl.
(δ* = o,38 mm, U = 18 m/s).

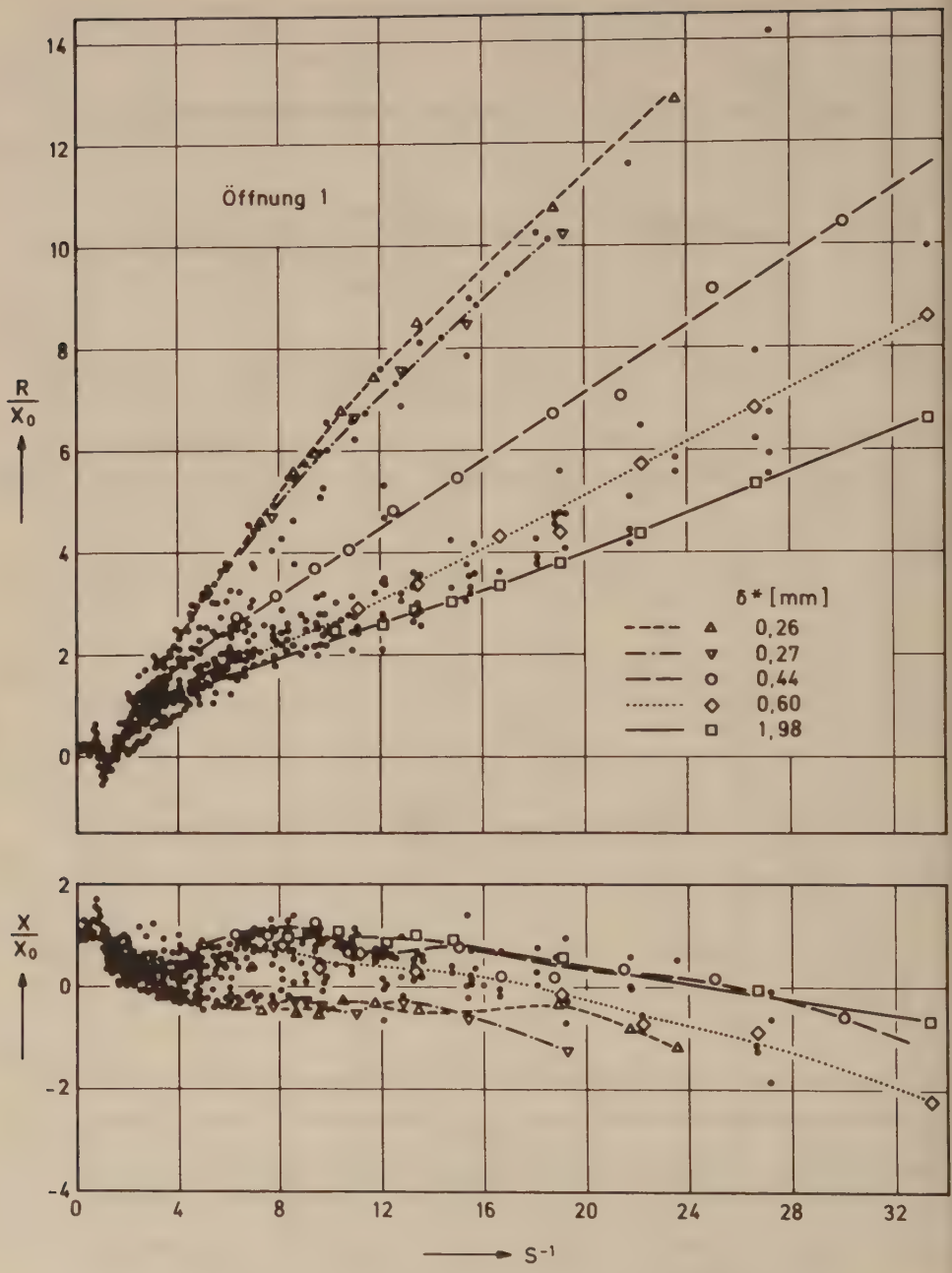


Abb. 11: Real- und Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung (a = 2 mm) bei verschiedenen Grenzschichtdicken.

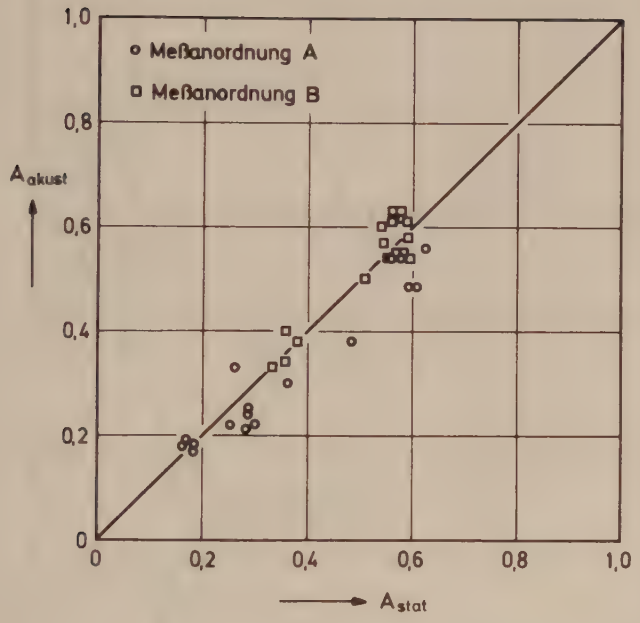


Abb. 12: Vergleich zwischen den aus akustischen und Gleichströmungsmessungen bestimmten A.

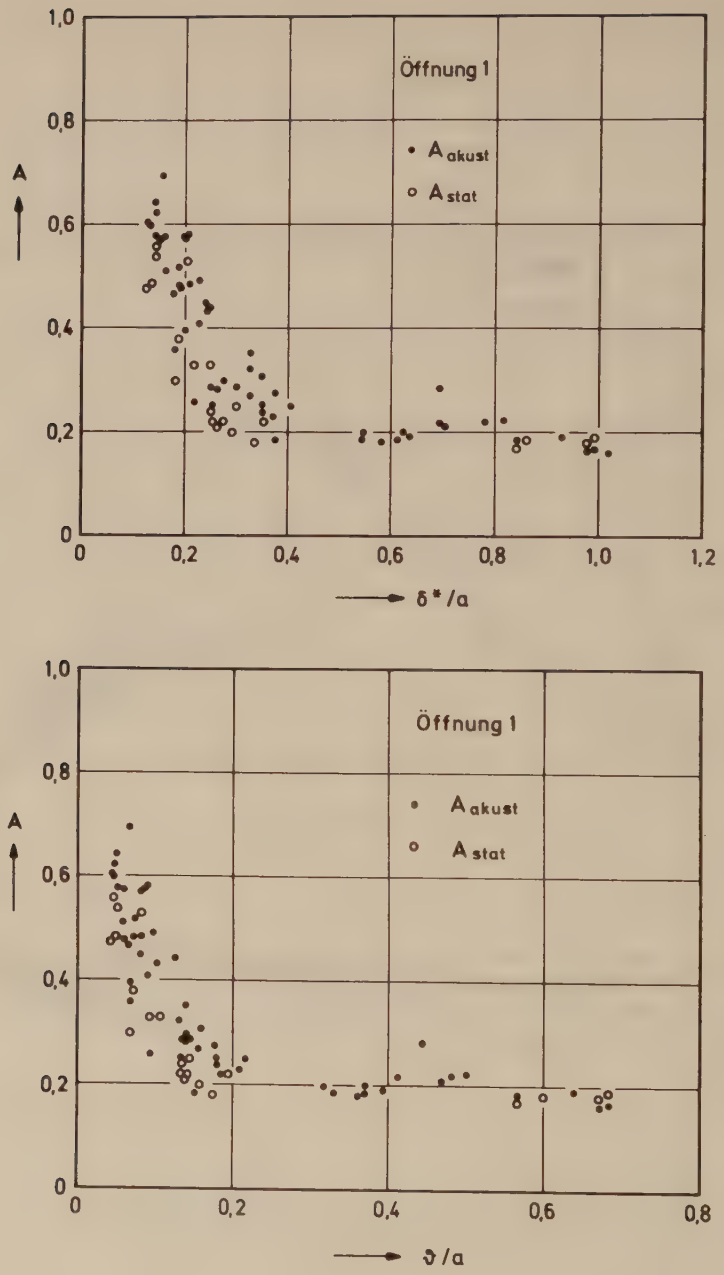


Abb. 13: A als Funktion der Grenzschichtdicke
a) in Abhängigkeit von der Verdrängungsdicke δ^* (oben),
b) in Abhängigkeit von der Impulsverlustdicke ϑ (unten).

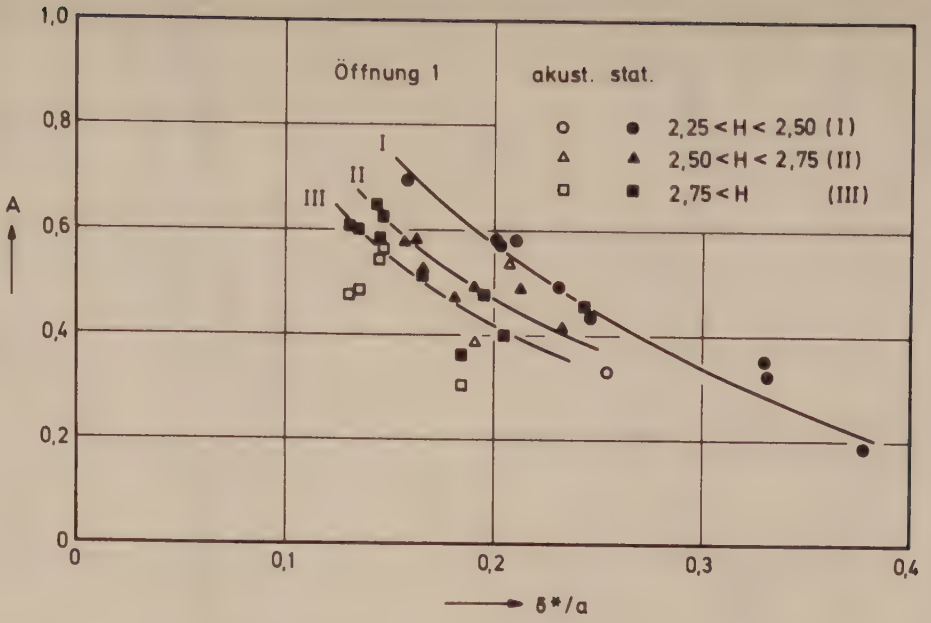


Abb. 14: Einfluß des Formparameters H auf A.

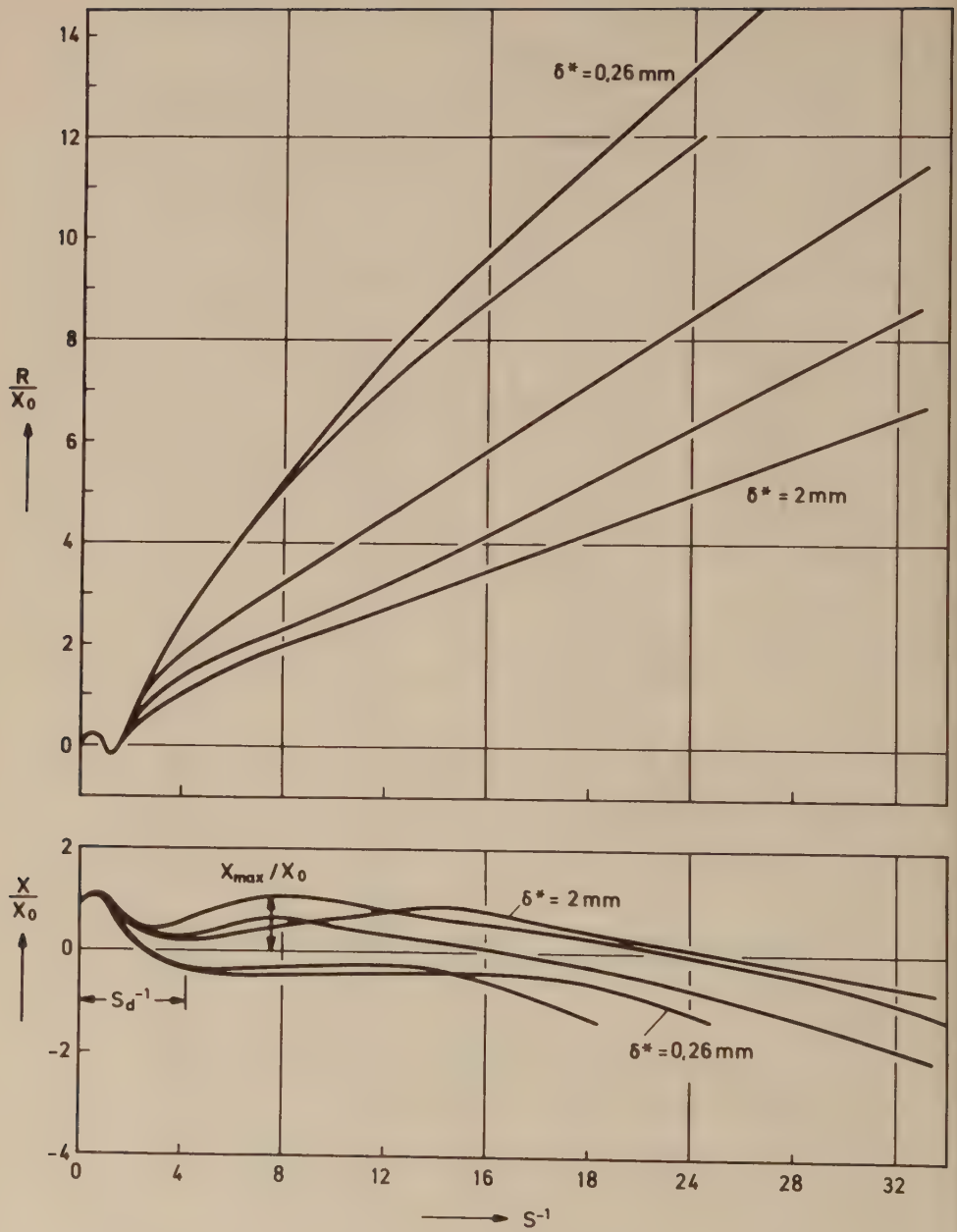


Abb. 15: Real- und Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung (a = 2 mm) bei verschiedenen Grenzschichtdicken. Skizzierung der Zusammenhänge von Abb. 11.

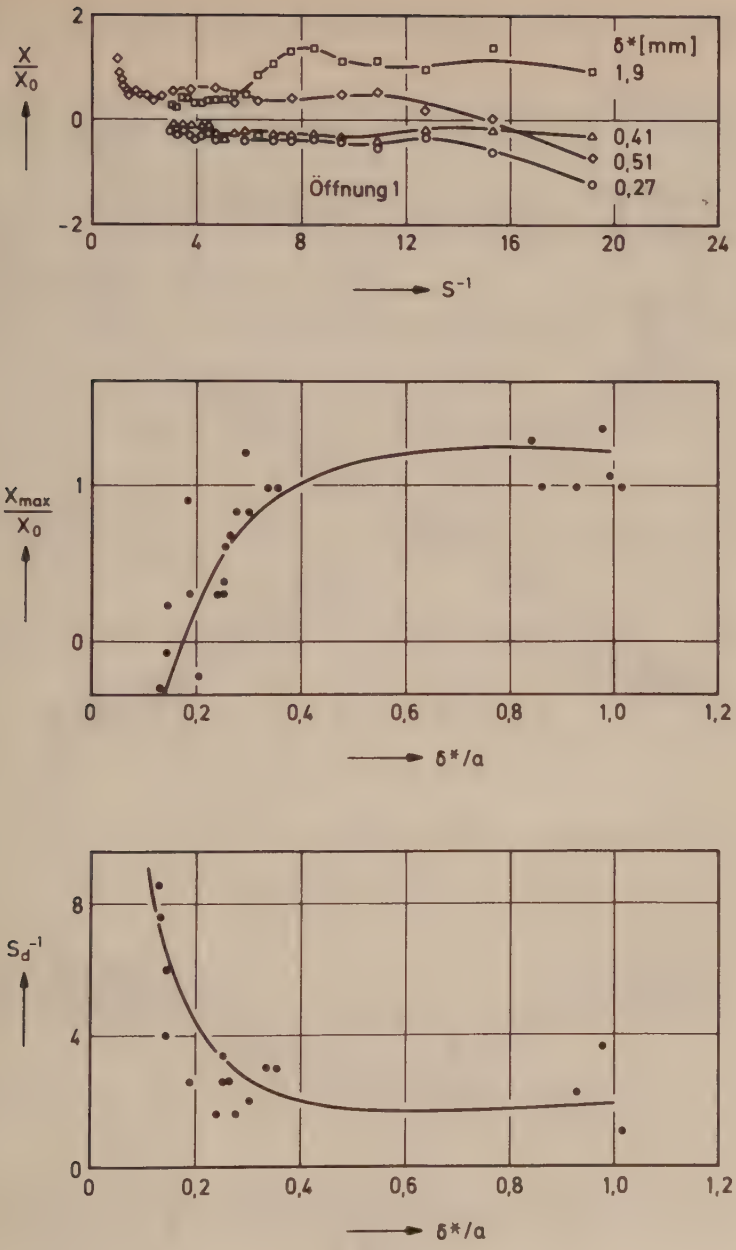


Abb. 16: Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung (a = 2 mm)
a) bei verschiedenen Grenzschichtdicken (U = 4o,3 m/s), (oben).
b) 2. Maximum des Imaginärteils (Mitte), sowie
c) reziproke Strouhalzahl, bei der der Kurvenverlauf von dem der dünnsten Grenzschicht abwich (unten), beides als Funktion der Grenzschichtdicke (siehe dazu Abschnitt 6.2.2. und Abb. 15).

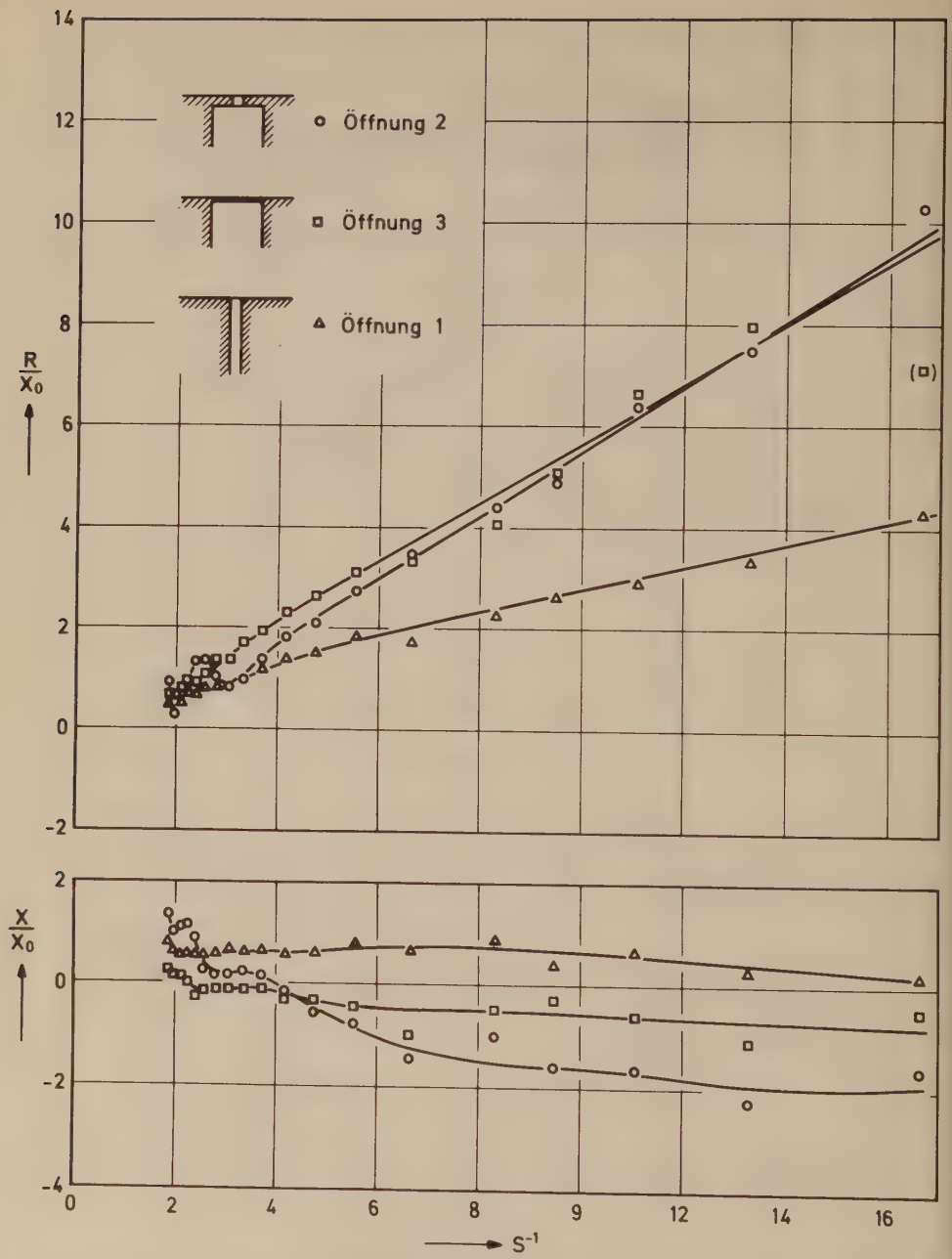


Abb. 17: Real- und Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung (a = 2 mm) für verschieden lange Öffnungen (Δ Meßanordnung A, o , □ Meßanordnung B) U = 69,8 m/s, δ* = o,68 mm).

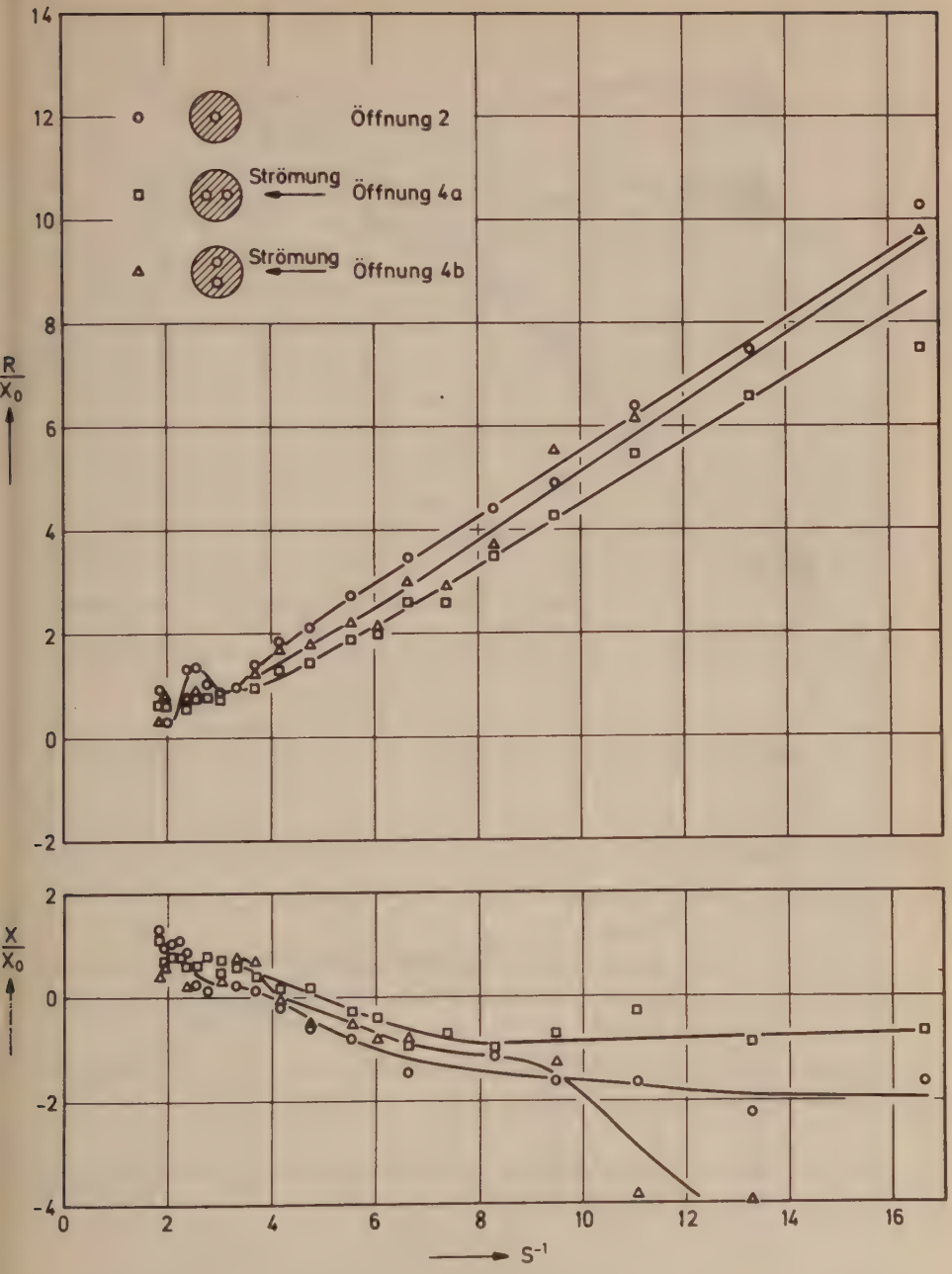


Abb. 18: Real- und Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung ($a_* = 2$ mm) für 2 benachbarte Öffnungen ($U = 69{,}8$ m/s, $\delta^* = 0{,}68$ mm).

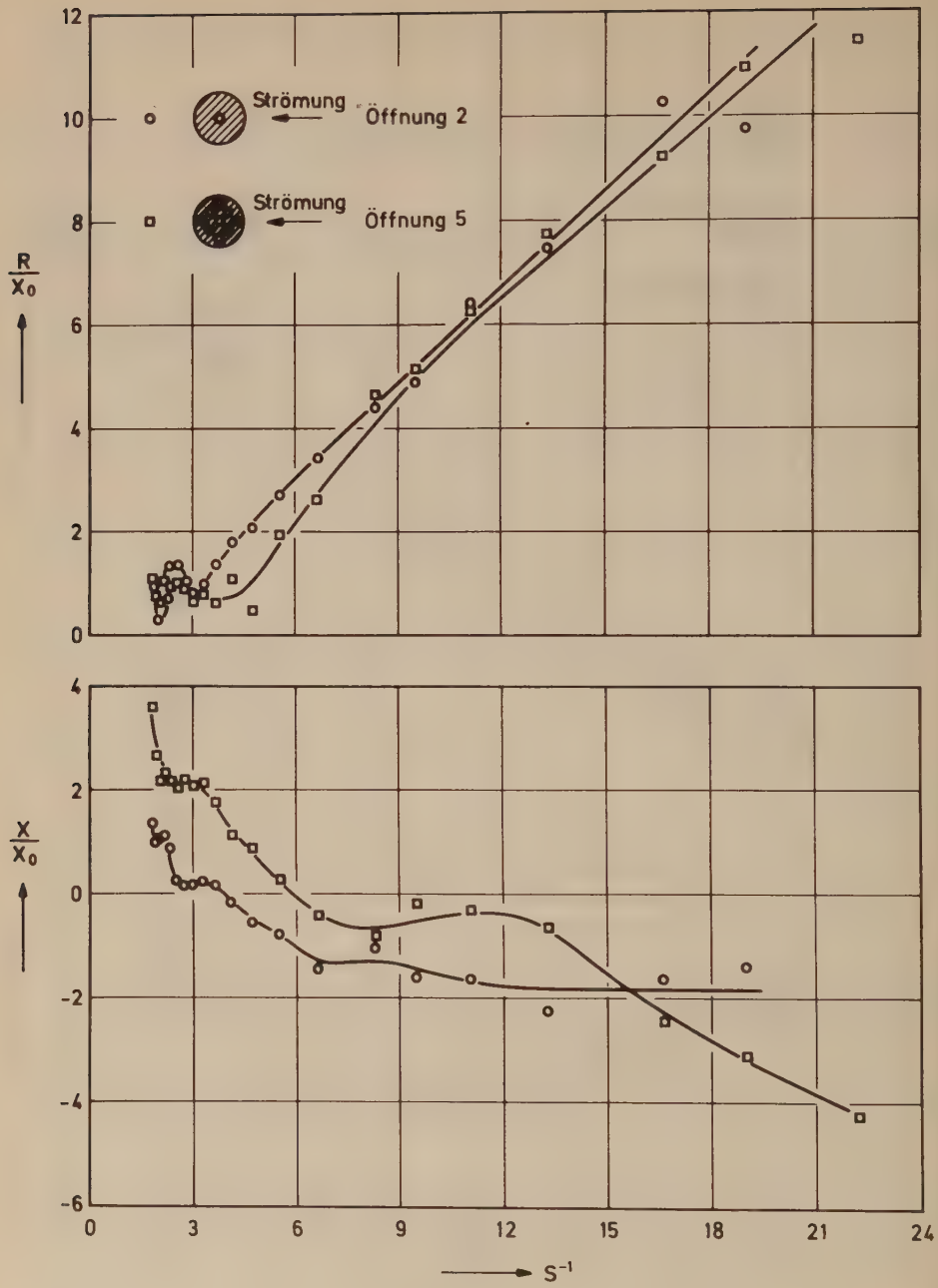


Abb. 19: Real- und Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung ($a_ö$ = 2 mm) für 9 benachbarte Öffnungen (U = 69,8 m/s, δ^* = 0,68 mm).

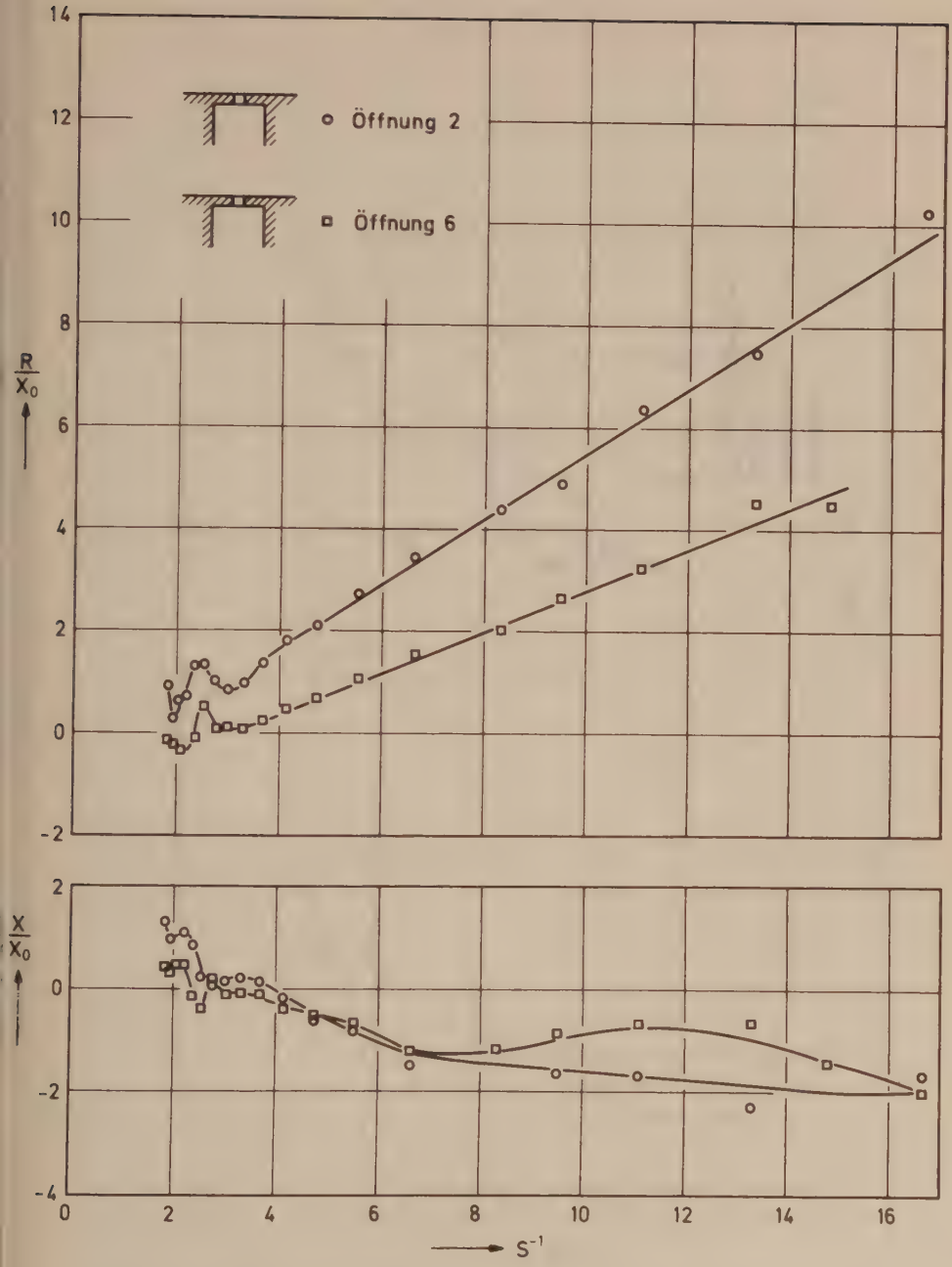


Abb. 2o: Real- und Imaginärteil der Impedanz der Endkorrektur einer Öffnung (a = 2 mm) mit abgerundeter Oberkante (U = 69,8 m/s, δ^* = o,68 mm).

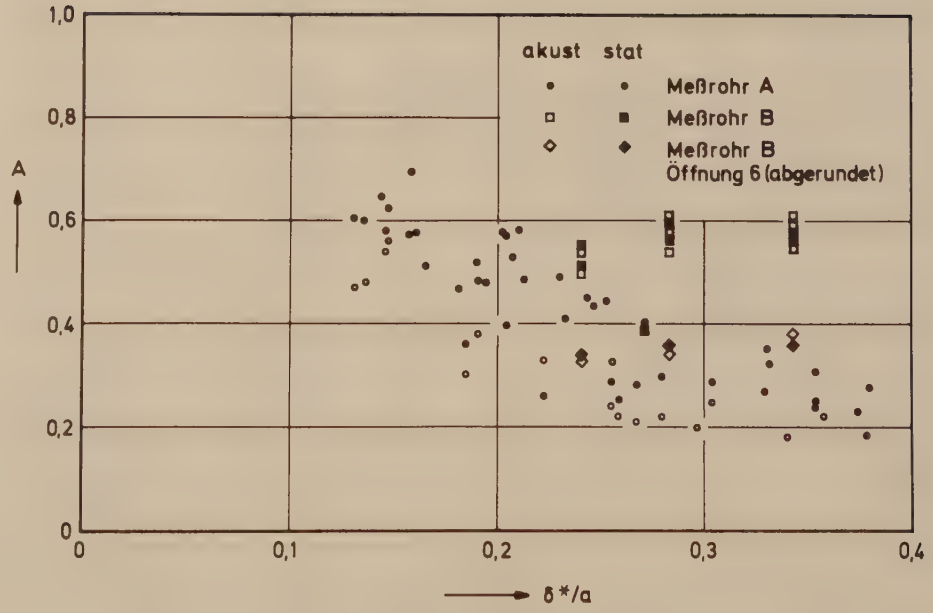
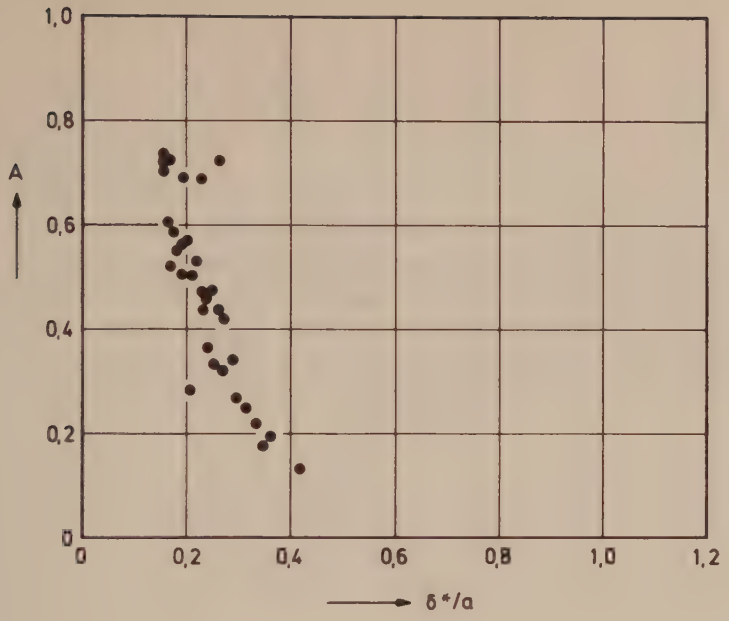


Abb. 21: A im Vergleich zwischen beiden Meßanordnungen.



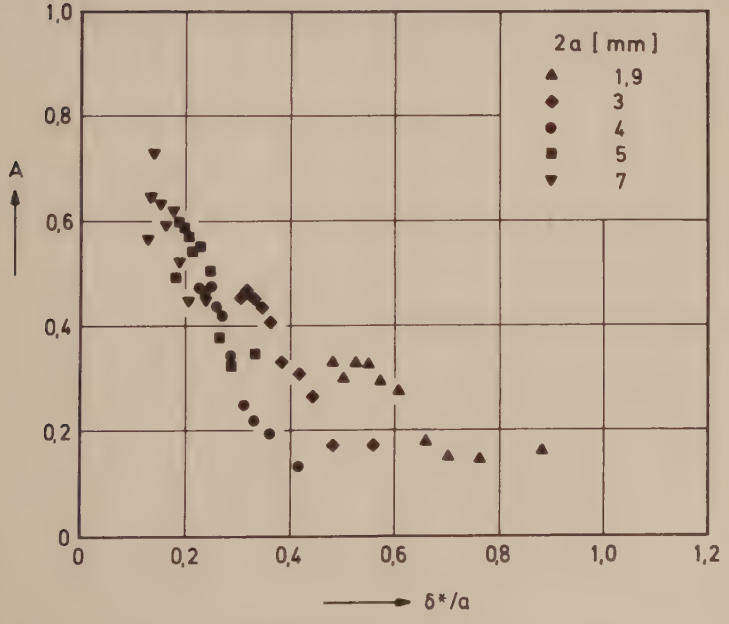


Abb. 22: A aus Gleichströmungsmessungen
a) für eine Öffnung (a = 2 mm, l = 4 mm) bei verschiedenen Grenzschichtdicken (oben),
b) für Öffnungen mit verschiedenen Durchmessern, jeweils bei derselben Grenzschichtdicke (unten).

Lebenslauf

Am 28.11.1946 wurde ich als Sohn des Bundesbahnamtmanns Gustav Kompenhans und seiner Ehefrau Anneliese, geborene Pfeifer, in Eschwege geboren. Zu Ostern 1953 wurde ich eingeschult. Ab 1957 besuchte ich das Gymnasium in Eschwege. Nach der Reifeprüfung im Februar 1966 leistete ich meinen Grundwehrdienst bei der Bundeswehr ab.

Im Wintersemester 1967/68 begann ich das Studium der Physik an der Georg-August-Universität in Göttingen. Zwei Semester nach dem Vordiplom erhielt ich im Herbst 197o im Dritten Physikalischen Institut unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. M.R. Schroeder eine Diplomarbeit mit dem Thema "Experimentelle Untersuchungen zur akustischen Impedanz überströmter Öffnungen ". Die Ergebnisse dieser Arbeit bildeten nach der Diplom-Hauptprüfung in Physik, die ich im Oktober 1972 ablegte, den Ausgangspunkt der vorliegenden Dissertation.